www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

5e JAARGANG NUMMER 1 JANUARI 1940

Philips Technisch Tijdschrift

BEHANDELENDE TECHNISCHE VRAAGSTUKKEN
SAMENHANGENDE MET DE PRODUCTEN, WERKWIJZEN EN ONDERZOEKINGEN
VAN DE N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

REDACTIE: HET NATUURKUNDIG LABORATORIUM DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN, EINDHOVEN

DE NIEUWE EENHEID DER LICHTSTERKTE

door G. HELLER.

535.241.42

Met ingang van 1 Januari 1940 wordt de internationale kaars vervangen door een nieuwe lichteenheid, die gebaseerd is op de straling van een zwart lichaam bij de temperatuur van smeltend platina. Naar aanleiding hiervan wordt ingegaan op de overwegingen, die tot de verandering van de lichteenheid hebben doen besluiten. Tenslotte worden de eigenschappen van het licht van de „nieuwe kaars" uitvoerig besproken.

Inleiding

Toen tegen het eind van de vorige eeuw, voornamelijk door de uitvinding van de kooldraadlamp, het electrische licht steeds algemeener toepassing vond, werd ook de vraag steeds dringender, om het geproduceerde licht in getallen uit te drukken. Het lag voor de hand om dit te doen door aan te geven hoe vele malen zoo sterk het geproduceerde licht was als dat van een nauwkeurig vastgestelde lichtbron. Deze standaard-lichtbron werd verwezenlijkt door een vlam, die gevoed werd met de een of andere brandbare vloeistof. Het bleek, dat het mogelijk was om de lichtsterkte van een dergelijke lichtbron voldoende nauwkeurig te reproduceeren door de diameter van de pit, de chemische samenstelling van de brandstof, de hoogte van de vlam en de waarnemingsrichting volgens bepaalde voorschriften te kiezen. Op deze wijze werd in 1896 in Duitschland de zg. Hefner-kaars als eenheid van de lichtsterkte vastgelegd. In andere landen ontstonden soortgelijke normaallampen, zooals de pentaanlamp, de spermaceti-kaars en de carcellamp, en het lag voor de hand, dat men trachtte tot een internationale overeenstemming omtrent de lichteenheid te komen.

Bij de pogingen, die hiertoe in het werk werden gesteld, bleek, dat geen van deze normaalvlammen als volkomen bevredigend kon worden beschouwd. Het gebruik van open vlammen met nauwkeurig bepaalde stralingseigenschappen vereischt zeer omslachtige voorzorgen, wat de toestand van de atmosfeer betreft. Bovendien wijkt het licht in kleur meestal sterk af van dat van de te meten lichtbronnen (gloeilampen), hetgeen de fotometrische vergelijking bemoeilijkt. Deze moeilijkheid was reeds vroeg de aanleiding, dat men voor het practische gebruik hulpnormalen in de vorm van kooldraadlampen ging vervaardigen. Het bleek nu, dat deze hulpnormalen onderling veel nauwkeuriger vergeleken konden worden dan met de diverse primaire vlamstandaards. Dit leidde tenslotte er toe, dat een stel van deze standaardlampen, dat in verschillende landen met de nationale standaards was vergeleken, als basis voor de internationale vastlegging van de lichtsterkte werd gebruikt. In 1909 werd de zoo gedefinieerde eenheid der lichtsterkte door Frankrijk, Engeland en Amerika aanvaard, terwijl Duitschland in overeenstemming met deze landen vaststelde, dat de Hefner-kaars gelijk gesteld kon worden aan $^{9}/_{10}$ „internationale kaars" (IK).

Bezwaren van de internationale lichteenheid

Hoewel het vastleggen van een lichteenheid door een stel gloeilampen een zeer gemakkelijke en nauwkeurige meting mogelijk maakt, kleven aan deze methode, uit een principieel oogpunt gezien, ernstige bezwaren. De belangrijkste eisch, die men aan een standaard moet stellen, is, dat hij óf volkomen constant is, óf ten allen tijde met de vereischte nauwkeurigheid kan worden gereproduceerd. Noch het een, noch het ander is bij de beschreven lichteenheid het geval: de lichtsterkte van een gloeilamp vermindert, zij het dan ook zeer langzaam, in de loop van de tijd door het verdampen van de draad en het zwart worden van de ballon; ook is het — althans tot nu toe — niet mogelijk, om de fabricage van een gloeilamp dusdanig vast te leggen, dat een lamp, die volgens de

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

bedoelde fabricage-voorschriften wordt gemaakt, altijd binnen de meetnauwkeurigheid dezelfde lichtsterkte heeft.

Om het terugloopen van de lichtsterkte te vermijden wordt ruimschoots gebruik gemaakt van secundaire en tertiaire standaards en de primaire standaard zoo weinig mogelijk in bedrijf gesteld. Desalniettemin is de toestand verre van bevredigend. De verschillende afgeleide standaards zijn nl. niet uitsluitend kooldraadlampen maar ook wolfraamdraadlampen. Deze laatste branden op een aanzienlijk hoogere temperatuur en hebben dientengevolge een andere spectrale samenstelling van het licht. Hierdoor wordt een fotometrische vergelijking van de verschillende standaards dusdanig bemoeilijkt, dat nog steeds eenige onzekerheid bestaat omtrent de sterkten van de verschillende standaardlampen.

De moeilijkheden werden nog vergroot, wanneer de verschillende standaardgloeilampen niet alleen onderling werden vergeleken, maar ook met de Hefner-kaars, die in verschillende landen nog steeds de basis van de fotometrie bleef vormen. Het bleek nl., dat voor het verhoudingsgetal tusschen de Hefner-kaars en de internationale kaars verschillende waarden werden gevonden, naar gelang men als standaard van de internationale kaars een kooldraadlamp dan wel een wolfraamlamp gebruikte. Het verschil bedroeg ongeveer 5%: met behulp van een kooldraadstandaard vond men de reeds genoemde verhouding:

$$\text{IK} : \text{HK} = 1{,}11,$$

terwijl de wolfraamdraadlampen, afhankelijk van hun kleurtemperatuur, resultaten tusschen 1,14 en 1,17 opleverden. Het is duidelijk, dat deze discrepantie de vergelijkbaarheid van meetresultaten, welke in Hefner-eenheden dan wel in internationale eenheden zijn verkregen, belangrijk vermindert[1]).

De moeilijkheden, welke optreden bij het vergelijken van de Hefner-kaars met de internationale kaars zijn te wijten aan het feit, dat men bij het gebruiken van de Hefner-kaars met buitengewoon lage helderheden van het fotometerveld moet volstaan. Iedere intensiteitsmeting berust nl. op een verlichting van het fotometervlak met de te onderzoeken lichtbron en een berekening van de intensiteit met behulp van de kwadratische afstandswet. Deze wet zal echter bij kleine afstanden van de Hefner-kaars niet nauwkeurig opgaan, omdat het licht niet alleen aan het oppervlak van de vlam wordt geproduceerd maar gedeeltelijk ook in het inwendige, zoodat de afstand voor verschillende gedeelten van de straling eenige mm zal verschillen. Om hiervan geen last te hebben moet de kaars op een voldoend groote afstand van het fotometervlak worden geplaatst, bijv. 1 m. De verlichtingssterkte bedraagt dan 1 lux, een waarde, waarbij men niet meer zeer nauwkeurig kan fotometreeren en waarbij bovendien reeds een aanzienlijk Purkinje-effect optreedt[2]).

Om de invloed van dit effect duidelijk te maken, willen we onderstellen, dat de beide fotometervlakjes resp. door een wolfraamlamp en een kooldraadlamp met ongeveer 25 lux verlicht zijn (hetgeen een gunstige waarde is om te fotometreeren) en dat de fotometer op gelijke helderheid van beide vlakjes is ingesteld. Wanneer we nu beide lichtsterkten met een factor 25 verzwakken, door bijv. de afstanden van de lichtbronnen vijfmaal zoo groot te maken, dan zullen we constateeren, dat de helderheden van de fotometervelden niet meer dezelfde zijn, maar dat die van het witte fotometerveld (wolfraamdraad) eenige procenten grooter is dan die van het gele fotometerveld (kooldraad). De gemeten verhouding tusschen de lichtsterkten van de gele lamp en de witte lamp verandert dus bij het fotometreeren met lage verlichtingssterkten ten gunste van de witte lamp en hieruit is duidelijk, dat deze laatste een grooter aantal Hefner-kaarsen per internationale kaars zal opleveren dan de eerste.

De nieuwe lichteenheid

Om de boven geschetste moeilijkheden te overwinnen, werd getracht een lichteenheid te ontwikkelen, die de voordeelen van de Hefner-kaars met die van de internationale kaars vereenigt. Aan de eene kant moest de nieuwe eenheid dus niet vastgelegd worden door een bestaand stel lampen, maar op reproduceerbare wijze volgens een bepaald constructievoorschrift kunnen worden gemaakt. Aan de andere zijde was het ter vermijding van fotometrische moeilijkheden wenschelijk, dat de nieuwe lichtbron een belangrijk grootere helderheid en ook een hoogere kleurtemperatuur zou bezitten dan de Hefner-kaars.

[1]) Hoewel het verhoudingsgetal IK : HK principieel ondubbelzinnig moet kunnen worden vastgelegd, is men er nooit in geslaagd om deze discrepanties op te heffen. Hoe ernstig deze moeilijkheid was, moge blijken uit het feit, dat de I.C.I. in 1928 zich gedwongen zag om voor de verhouding tusschen de internationale kaars en de Hefner-kaars verschillende waarden aan te bevelen, afhankelijk van de kleurtemperatuur, nl.:

2000°	1,11
2360°	1,145
2600°	1,17

[2]) Dit effect is uitvoerig behandeld in Philips techn. T. **1**, 142, 1936.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

Reeds in 1879 had Violle een lichtbron aangegeven, waarvan men kon hopen, dat hij aan deze eischen voldeed. Violle stelde voor als lichteenheid te nemen de sterkte van het licht, dat uitgezonden wordt door 1 cm² van een gloeiend platina-oppervlak bij die temperatuur, waarbij het platina juist smeltende is. Het twintigste gedeelte van deze lichtsterkte, dat vrijwel overeenkomt met de internationale kaars, werd in Frankrijk inderdaad van 1889 tot 1909 als primaire lichtstandaard beschouwd. Daarna werd deze standaardlichtbron echter weer verlaten, omdat de nauwkeurigheid, waarmee men haar kon reproduceeren, beneden de verwachtingen was gebleven.

Zooals bekend mag worden ondersteld, wordt de straling van een gloeiend lichaam bepaald door de temperatuur en door de reflectie-eigenschappen van zijn oppervlak. De ervaring leerde, dat men, door het platina zorgvuldig te bevrijden van verontreinigingen, het smeltpunt beter dan op een graad nauwkeurig kon reproduceeren. De reflectie-eigenschappen van het oppervlak bleken echter zelfs bij het best gereinigde materiaal nog niet zoo goed vast te liggen, dat de lichtbron met de gewenschte nauwkeurigheid kon worden gereproduceerd.

Nu bestaat er nog een andere methode om een oppervlak met bekende stralingseigenschappen te verkrijgen: men geeft nl. aan het te verhitten lichaam een dusdanige vorm, dat een gedeelte van zijn oppervlak in het geheel geen reflectievermogen bezit. Een dergelijk „zwart lichaam" kan worden verwezenlijkt door een buis, die zoo nauw en diep is, dat het er invallende licht niet meer kan uittreden. De volkomen „zwarte" opening van een dergelijke buis straalt bij verhitting van de buis op een bepaalde temperatuur sterker dan elk stoffelijk oppervlak, dat nog een zekere reflectie vertoont, en bovendien heeft men het voordeel, dat de intensiteit van deze zwarte straling en het verloop van de intensiteit als functie van de golflengte onafhankelijk is van eventueele onzuiverheden van het stralende oppervlak van de buis.

Proefondervindelijk is gebleken, dat de helderheid, die een zwart lichaam bij de temperatuur van smeltend platina aanneemt, met de gewenschte nauwkeurigheid gereproduceerd kan worden en dat deze lichtbron zich leent voor nauwkeurige fotometrische metingen. Na afsluiting van deze onderzoekingen werd in 1937 besloten, als eenheid van lichtsterkte met ingang van 1 Januari 1940 een „nieuwe kaars" in te voeren, daardoor gedefinieerd, dat een zwart lichaam bij de temperatuur van smeltend platina een helderheid heeft van 60 nieuwe kaarsen per vierkante centimeter. Deze nieuwe lichteenheid is door alle landen aanvaard, welke tot nu toe, hetzij met de Hefner-kaars, hetzij met de internationale kaars hebben gewerkt.

Uitvoering van de nieuwe kaars

In *fig. 1* is de opstelling weergegeven, waarmee in het „Bureau of Standards" de nieuwe kaars werd gerealiseerd. Een smeltkroes van thoriumoxyde wordt gevuld met zuiver platina. In de as van het platina-blok bevindt zich de zwarte straler, nl. een buisje, dat eveneens van thoriumoxyde is gemaakt. Ter verbetering van de warmte-isolatie is de kroes geplaatst in een grooter vat, dat met poedervormig thoriumoxyde is gevuld.

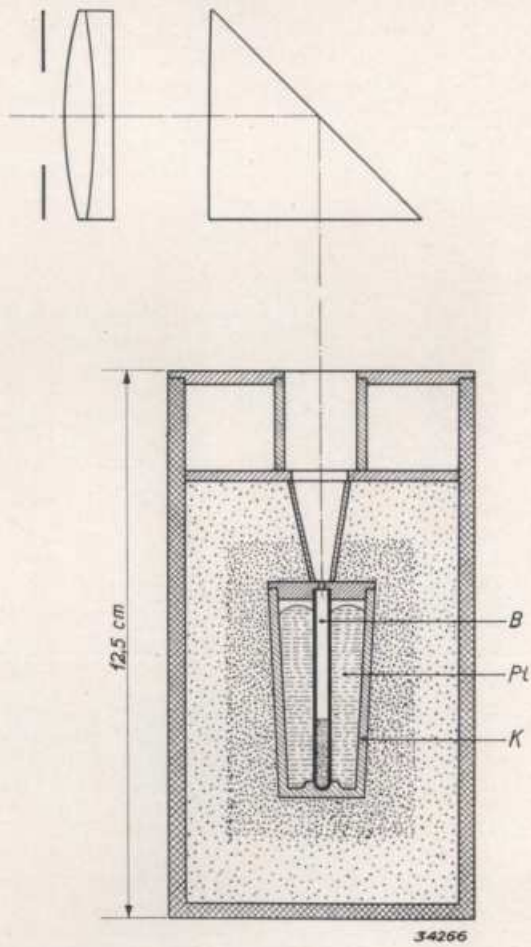


Fig. 1. Proefopstelling van de „nieuwe kaars". *B* buisje van thoriumoxyde (zwart lichaam), *K* smeltkroes van thoriumoxyde, *Pt* platina.

De verhitting van het platina geschiedt door middel van hoogfrequente wervelstroomen, die in het platina zelf met behulp van een inductiespoel worden opgewekt. Wanneer het platina is gesmolten, wordt door de electrodynamische krachten, die in de vloeistof optreden, een sterke circulatie onder-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

houden [3]), hetgeen ten goede komt aan de gelijkmatigheid van de temperatuurverdeeling. Van het licht, dat in verticale richting uit de opening van het buisje treedt, wordt met behulp van een prisma en een lens een horizontale lichtbundel gemaakt. De sterkte van deze bundel kan langs de bekende wegen van de fotometrie vergeleken worden met die van een te ijken substandaard.

hetgeen precies op hetzelfde neerkomt, indien de verhouding IK : HK gelijk aan 1,11 wordt gesteld.

Aangezien deze helderheid per definitie overeenkomt met 60 nieuwe kaarsen per cm², zien we, dat de sterkte van de nieuwe kaars tusschen die van de Hefner-kaars en die van de internationale kaars is gelegen [4]).

De kleur van het licht van de nieuwe kaars stemt

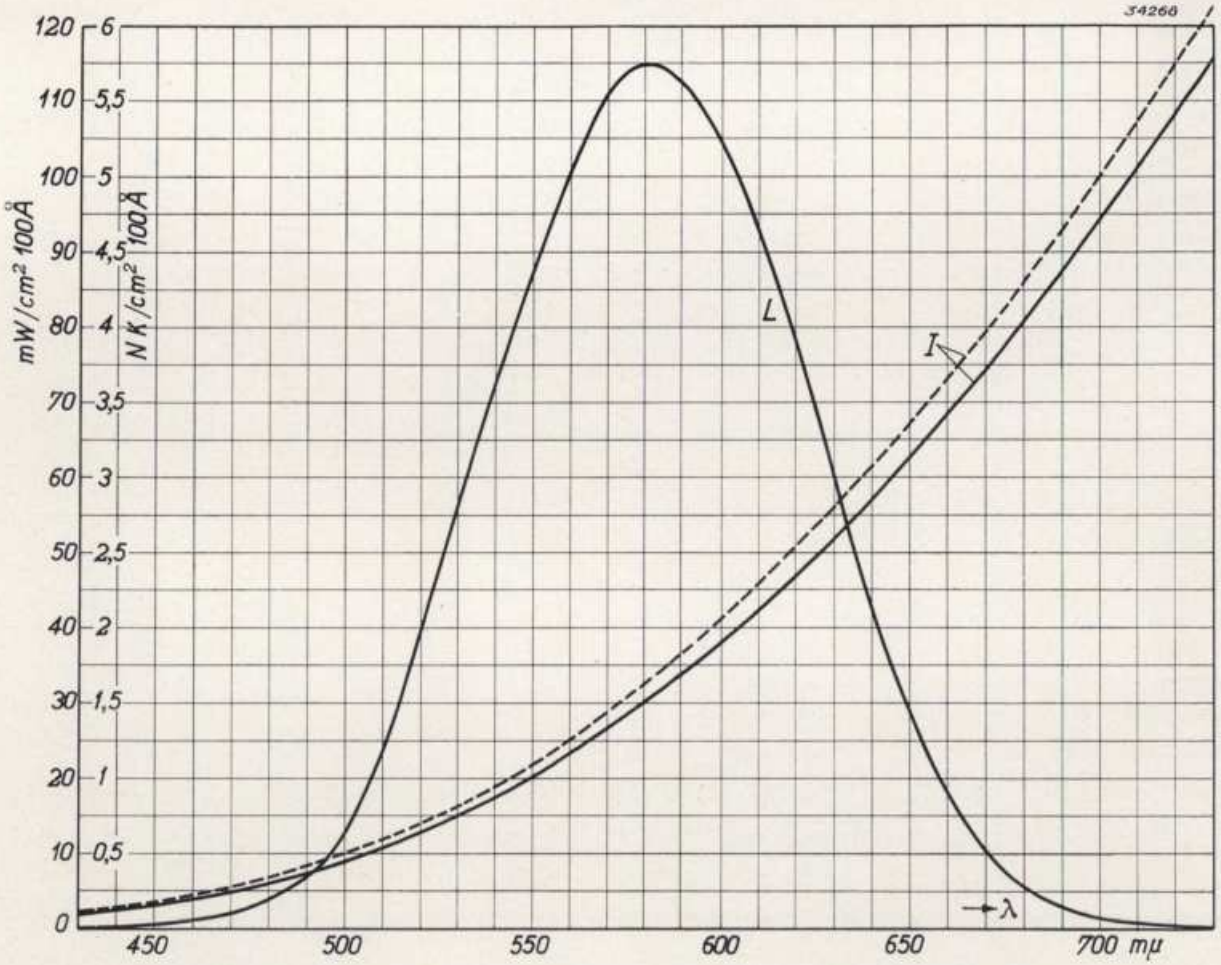


Fig. 2. Stralingsintensiteit I in mW per cm² per 100 Å en lichtsterkte L in nieuwe kaarsen per cm² per 100 Å van een zwart lichaam bij de temperatuur van smeltend platina als functie van de golflengte. Bij het berekenen van de getrokken krommen (zie verg. (1)) gebruikten wij de constanten $c_1 = 3{,}743 \cdot 10^{-5}$, $c_2 = 1{,}439$, $T = 2041{,}3$, terwijl de gestippelde kromme werd berekend met behulp van de constanten $c_1 = 3{,}699 \cdot 10^{-5}$, $c_2 = 1{,}432$, $T = 2046{,}6$.

Eigenschappen van de nieuwe kaars

De zeer zorgvuldige metingen van het Bureau of Standards (U.S.A.), het National Physical Laboratory (Engeland) en de Physikalisch-Technische Reichsanstalt (Duitschland) leverden in goede onderlinge overeenstemming voor de helderheid van het zwarte lichaam bij de temperatuur van smeltend platina een waarde van

58,8 IK/cm² resp. 65,3 HK/cm²,

met die van de kooldraad-standaardlampen voor de internationale kaars vrijwel overeen en aan deze omstandigheid is het te danken, dat de nieuwe kaars en de internationale kaars op een promille nauwkeurig met elkaar vergeleken konden worden.

De spectrale lichtverdeeling van de

[3]) Uitvoerig is hierop ingegaan in een artikel over een hoogfrequentieoven: Philips techn. T. 1, 53, 1936.

[4]) Wat de Philips-gloeilampen betreft, zal met ingang 1 Jan. 1940 worden overgegaan tot de nieuwe kaars en tot de daarbij behoorende nieuwe fotometrische methode om het kleurverschil tusschen de standaardlichtbron en de gloeilamp te overbruggen. Het resultaat van deze wijzigingen zal zijn, dat de sterkte van de gloeilampen nauwelijks of in het geheel niet verandert.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

nieuwe kaars kan men leeren kennen door de intensiteitsverdeeling te berekenen met behulp van de stralingsformule van Planck en dan de intensiteit bij iedere golflengte te vermenigvuldigen met de bijbehoorende waarde van de ooggevoeligheid. Daartoe moet men eenige proefondervindelijk te bepalen constanten nauwkeurig kennen, met name de smelttemperatuur T_p van het platina en de constanten c_1 en c_2 in de formule van Planck:

$$I_\lambda \, d\lambda = \frac{c_1}{\lambda^5} \frac{1}{e^{c_2/\lambda T} - 1} \, d\lambda, \quad \ldots \ldots \quad (1)$$

welke de stralingsintensiteit I_λ van een zwart lichaam met de temperatuur T in het golflengtegebied tusschen λ en $\lambda + d\lambda$ aangeeft.

Nu is juist in de laatste tijd twijfel gerezen aan de juistheid van de tot nu toe aanvaarde waarden van deze constanten [5]). Terwijl men op grond van de tot ca. 1935 verrichte onderzoekingen als de meest waarschijnlijke waarden beschouwde:

$$c_2 = 1{,}432, \quad T_p = 2046{,}6 \text{ °K},$$

leveren de nieuwste onderzoekingen de uitkomst:

$$c_2 = 1{,}439, \quad T_p = 2041{,}3 \text{ °K}.$$

Hoewel de verandering der constanten slechts enkele promille bedraagt, verandert hierdoor het theoretische verloop van de spectrale intensiteitsverdeeling toch zeer aanzienlijk. Een nadere beschouwing van verg. (1) laat nl. zien, dat de intensiteit in het gebied van de zichtbare golflengten ongeveer met de tiende macht van T/c_2 verandert. Daar T_p ongeveer 0,25% lager is geworden, terwijl de constante c_2 0,5% is toegenomen, levert de formule van Planck tegenwoordig in het gebied van het zichtbare licht ongeveer 7,5% lagere waarden dan vroeger met behulp van de oude waarden der constanten werden berekend.

In *fig. 2* is de spectrale intensiteit I in mW per cm² per 100 Å uitgezet als functie van de golflengte. De gestippelde lijn heeft betrekking op de vroegere waarden der constanten c_2 en T_p; de getrokken lijn is met behulp van de nieuwe waarden berekend. Hieruit is de kromme $L(\lambda)$ afgeleid, die de spectrale verdeeling van de lichtsterkte voorstelt (nieuwe kaarsen per cm² per 100 Å). Deze kromme is gevonden door de spectrale intensiteitsverdeeling (nieuwe constanten) te vermenigvuldigen met de internationale ooggevoeligheidskromme en bovendien met een zoodanige factor, dat de totale lichtsterkte gelijk wordt aan 60 kaarsen. Daar de totale lichtsterkte met behulp van deze factor vastgehouden wordt, is de invloed van een verandering der constanten c_2 en T_p bij de lichtsterktekromme belangrijk kleiner, dan uit de intensiteitskromme was te verwachten; men vindt met de oude en nieuwe waarden van deze constanten practisch hetzelfde verloop.

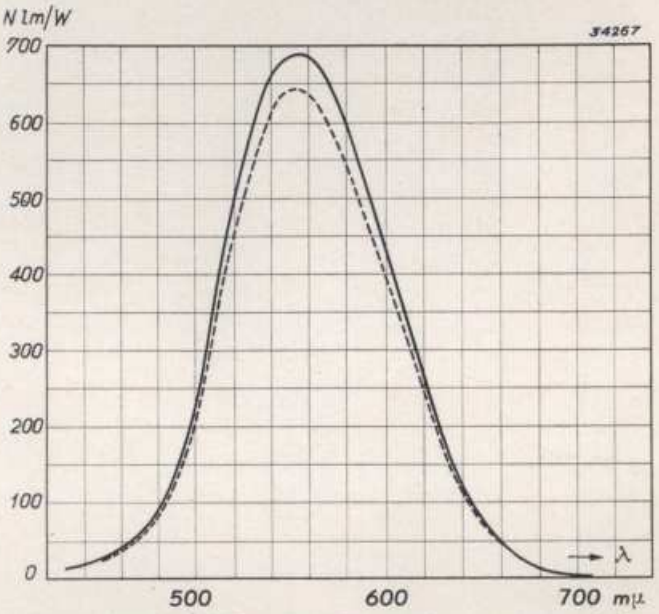


Fig. 3. Specifieke lichtstroom (nieuwe lumen per watt) als functie van de golflengte, berekend uit de in fig. 2 verwerkte gegevens. Bij gebruik van de oude constanten vindt men voor de maximale lichtopbrengst een waarde, die goed overeenkomt met de resultaten van meer rechtstreeksche bepalingen. De nieuwe constanten leveren echter een belangrijk hooger maximum op.

Veel sterker is deze invloed bij het in *fig. 3* weergegeven spectrale verloop van de specifieke lichtstroom, zooals deze berekend wordt uit de in fig. 2 verwerkte gegevens. De vorm van de kromme stemt uit de aard der zaak overeen met die van de internationale ooggevoeligheidskromme. De gestippelde kromme (oude constanten) heeft een maximum van 636 nieuwe lumen/watt (624 internationale lumen per watt), hetgeen goed overeenstemt met de algemeen in de literatuur opgegeven waarden voor het zg. mechanische lichtaequivalent. Met behulp van de nieuwe constanten vindt men echter een maximum van 688 nieuwe lm/W (675 int. lm/W), en deze hooge waarde is moeilijk te vereenigen met de resultaten van andere bepalingen van het lichtrendement. Hier ligt dus nog een arbeidsveld voor verdere onderzoekingen.

Op de bruikbaarheid van de nieuwe kaars als fotometrische standaard hebben deze onzekerheden natuurlijk geen invloed; alleen wanneer naast de lichtmeting ook energiemetingen moeten worden verricht, zal men daarmee rekening moeten houden.

[5]) Een critische beschouwing van de constanten c_2 en T_p is gegeven door W. de Groot, Ned. T. Natuurk. **7**, 35, 1940.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

DE KEELMICROFOON

door J. de BOER en K. de BOER. 621.395.61

Voor het telefoneeren kan men in plaats van de luchttrillingen, die voor de mond van de spreker ontstaan, ook de mechanische trillingen van de keel van de spreker als uitgangspunt kiezen. Hierdoor wordt het telefoneeren ook op plaatsen mogelijk gemaakt, waar een zoo groot lawaai heerscht, dat de menschelijke stem er in verdrinkt. Het opnemen der keeltrillingen geschiedt met een keelmicrofoon, waarvan het principe en eenige constructiedetails in dit artikel worden beschreven. Er zijn twee verschillende typen ontwikkeld: een kristalmicrofoon, waarbij vooral op een zoo goed mogelijke weergave is gelet, en een koolpoeder-microfoon, waarvan de gevoeligheid zoo groot gemaakt kon worden, dat hij in een telefoontoestel zonder meer in de plaats van de gebruikelijke microfoon kan treden. Een beschouwing der gevoeligheid van de keelmicrofoon voor luchttrillingen, alsmede een reeks van verstaanbaarheidsproeven laten zien, in hoeverre met de beschreven keelmicrofoons het gestelde doel is bereikt.

Bij het overbrengen van geluid langs electrische weg, zooals dit bij het telefoneeren plaats vindt, bestaat de eerste stap in een omzetten der geluidstrillingen in electrische spanningswisselingen door middel van een microfoon. In het algemeen werkt deze zoo, dat in het geluidsveld een lichaam wordt gebracht, dat de luchttrillingen volgt en welks beweging bijv. een weerstand, een capaciteit of een magnetische flux, enz. doet varieeren, waaruit door geschikte schakelingen een spanningsvariatie wordt verkregen.

Aangezien de microfoon hierbij geen onderscheid maakt tusschen de gewenschte en andere, eventueel aanwezige luchttrillingen, is het voor het verkrijgen van een voldoende verstaanbaarheid vereischt, dat in de ruimte, waarin men spreekt, niet teveel storende geluiden aanwezig zijn. Hoe echter, indien men telefoneeren moet op een plaats, waar het storingsniveau zoo hoog is, dat men zich zelfs schreeuwende nauwelijks aan zijn buurman verstaanbaar kan maken? Men denke bijv. aan een vliegtuigcabine, een ketelmakerij, een scheepswerf, een mijnschacht — plaatsen, waar het vaak noodig is om temidden van een oorverdoovend lawaai een telefoongesprek te voeren, of althans telefonisch orders te geven.

Ook op zulke plaatsen kan het telefoneeren mogelijk gemaakt worden, wanneer men de spraaktrillingen niet in de, met lawaai vervulde, lucht opneemt, maar aan de keel van de spreker. De „keelmicrofoon", waarmee dit wordt bewerkstelligd, zou men feitelijk beter kunnen vergelijken met een electrische gramofoonopnemer dan met één der gebruikelijke microfoons, aangezien nu geen luchttrillingen maar de mechanische trillingen van de keelwand de overdracht bewerkstelligen. En evenals wij gewend zijn, dat men bij het afspelen van een gramofoonplaat rustig in de kamer kan blijven praten, zonder dat de gramofoonopnemer reageert op de spraaktrillingen in de lucht, mogen we ook verwachten, dat een keelmicrofoon de keeltrillingen kan weergeven zonder noemenswaardige storing door het eventueele lawaai in de omgeving.

Een keelmicrofoon kan natuurlijk alleen dan ter vervanging van een luchtmicrofoon dienen, wanneer de keeltrillingen gelijkvormig zijn met de luchttrillingen, die bij het spreken ontstaan. In hoeverre is dit nu het geval? Om hieromtrent een inzicht te krijgen, willen we eerst een korte beschouwing wijden aan het mechanisme van het opwekken der spraakklanken.

Mechanisme van het opwekken der spraak

De lucht, die in de longen is gecomprimeerd, stroomt langs de stembanden door de keelholte en de mond, eventueel ook door de neusholte, naar buiten. Bij het uitspreken van verschillende klanken wordt nu op bepaalde plaatsen, waar de luchtstroom een insnoering ondervindt, de stroomingsenergie der lucht in trillingsenergie omgezet. Dit kan bijv. plaats vinden in de spleet tusschen de stembanden, in de ruimte tusschen tong en huig, tusschen de tanden, tusschen de lippen. De ontstane trillingen zijn doorgaans relaxatietrillingen, veroorzaakt door het aangroeien en loslaten van kleine luchtwervels, en zij bevatten dus een groot aantal harmonischen. Treedt nu een, door een dergelijke relaxatietrilling gemoduleerde, luchtstroom in de mondholte, dan wordt deze aangeblazen en tot resonantie gebracht, waardoor bepaalde frequenties der oorspronkelijke trilling versterkt worden. Zoo worden klanken gevormd, die dan door de mondopening als voor het oor waarneembaar geluid worden uitgestraald. De trillingen van de lucht in de mondholte deelen zich echter tevens aan de omringende vleezige en beenige gedeelten van gelaat en hals mede en kunnen hier aan de buitenzijde duidelijk als vi-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

braties worden gevoeld. De meest geschikte plaats voor het opnemen van deze vibraties is de keel, daar hier de dempende laag tusschen de holte en de buitenhuid het dunste is (*fig. 1*); vandaar de keelmicrofoon.

Uit het bovenstaande is wel duidelijk geworden, dat zich in de gelaats- en keeltrillingen alleen die klanken zullen manifesteeren, die door de resoneerende holten gevormd worden, of waarbij deze

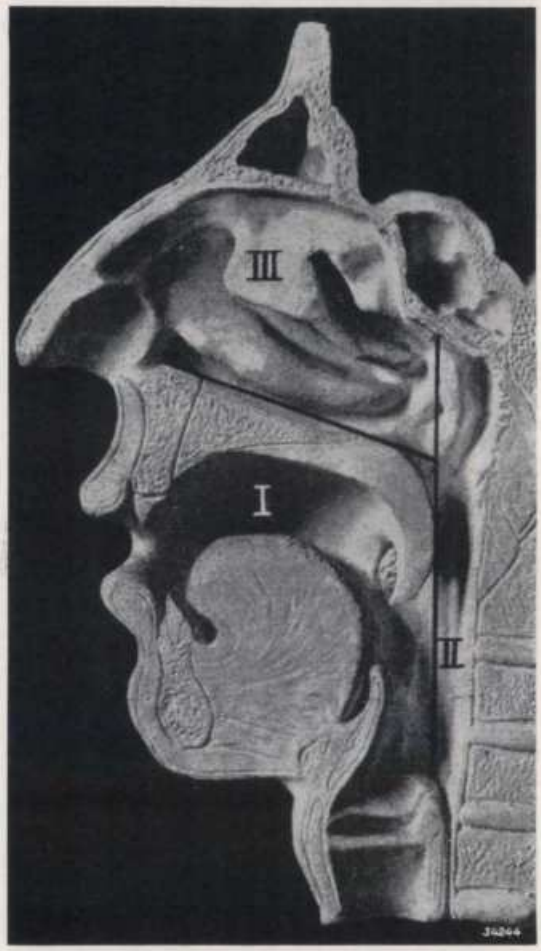


Fig. 1. Doorsnede van een model van de luchtpijp en de mond-, keel- en neusholte *I*, *II* en *III*. (Uit Panconcelli-Calzia, Einführung in die angewandte Phonetik, Fischers mediz. Buchh. Berlin 1914.)

althans in belangrijke mate meetrillen. Dit is des te minder het geval, hoe verder vooraan in de mond de primaire relaxatietrilling wordt opgewekt. De „explosieve" medeklinkers p, t, k, en de sisklanken s, f, sj, worden dus in de keeltrillingen eenigszins benadeeld. De meeste andere medeklinkers echter, en alle klinkers, die toch de feitelijke dragers van de spraak zijn, worden voornamelijk door de medewerking der resoneerende holten gevormd. Men mag dus verwachten, dat de keeltrillingen een zeer wel bruikbaar surrogaat voor de eigenlijke spraaktrillingen kunnen vormen. Deze verwachting wordt door de verstaanbaarheidsproeven, die we nog zullen beschrijven, ten volle bevestigd.

Frequentiekarakteristiek van de straler

Wanneer de trillingen in de mondholte door de mondopening als geluid worden uitgestraald, ondergaat het frequentiespectrum ervan (het „timbre") nog een zekere verandering: de betrekkelijk kleine mondopening straalt hooge frequenties beter uit dan lage [1]). Aan de andere kant ondervinden de trillingen in de mondholte ook bij hun overdracht via vleesch en been naar de huid aan de buitenzijde der keel een verandering in timbre, door een eventueele frequentie-afhankelijkheid der demping. Met een schematisch beeld kunnen we deze twee feiten samenvattend zoo uitdrukken, dat de trillingen van de keel — die we voor het gemak hier als het primaire verschijnsel beschouwen — alvorens uitgestraald te worden nog een orgaan met een bepaalde „frequentiekarakteristiek" moeten passeeren. Voor deze beschouwingswijze is vereischt, dat alle klanken ongeveer volgens eenzelfde karakteristiek worden beïnvloed, hetgeen inderdaad het geval blijkt te zijn. Om nu de verkregen electrische spanningswisselingen zoo goed mogelijk te doen gelijken op de met het oor waar te nemen spraaktrillingen, zal men bij het opnemen der keeltrillingen door de keelmicrofoon een element moeten inschakelen, dat een soortgelijke frequentiekarakteristiek heeft als de „straler", of men zal er voor moeten zorgen, dat de keelmicrofoon zèlf een gevoeligheidskromme bezit, die de vereischte timbre-verandering waarborgt.

Hoe ziet nu de genoemde frequentiekarakteristiek er uit? Met andere woorden: hoe is, voor elke frequentie, de verhouding tusschen de snelheid der luchtdeeltjes en de snelheid der keel? Om dit na te gaan, werden een aantal spraakklanken (klinkers en medeklinkers) tegelijkertijd met een geijkte bandmicrofoon en met een provisorische, eveneens geijkte keelmicrofoon opgenomen en op twee afzonderlijke gramofoonplaten geregistreerd. Voor elke plaat werd gemeten, hoe de intensiteit gemiddeld over de verschillende frequenties was verdeeld [2]). Met behulp van de ijkingskrommen der beide microfoons werd dan berekend, welke snel-

[1]) Bij benadering kunnen we de stralende mond opvatten als een pulseerende bol. Over het gedrag van een dergelijke straler vgl.: A. Th. van Urk en R. Vermeulen, Straling van geluid, Philips techn. T. **4**, 225, 1939.

[2]) Zooals bij metingen van spraak gebruikelijk, zijn deze intensiteitsverdeelingen opgenomen met een serie filters, waarvan elk een frequentieband ter breedte van een halve octaaf doorlaat.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

heid de bandmicrofoon resp. de keelmicrofoon bij iedere frequentie gekregen had. De verhouding der zoo gevonden snelheden van de lucht resp. de keel is in *fig. 2* als functie van de frequentie uitgezet (in logarithmische schaal), voor drie verschillende sprekers. Bij benadering kan de ver-

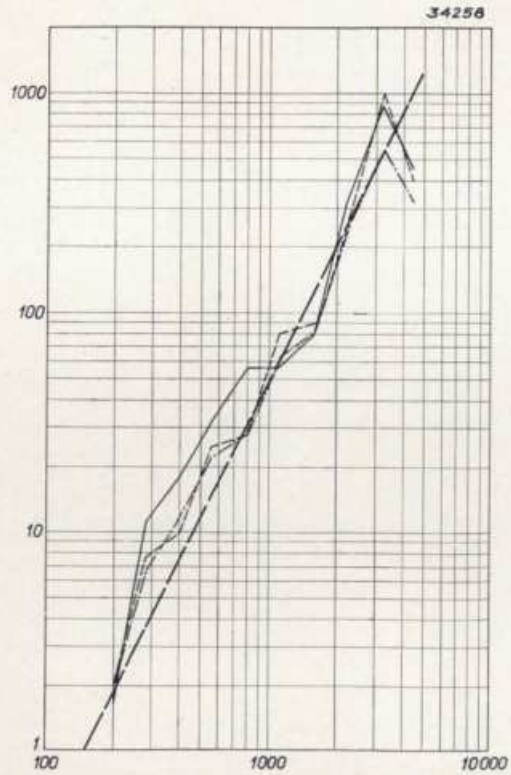


Fig. 2. Frequentiekarakteristiek van de „straler". De gemiddelde verhouding tusschen de snelheid der trillende luchtdeeltjes vóór de mond en de snelheid van de trillende keel is als functie van de frequentie (in per/sec) opgenomen bij het uitspreken van verschillende klanken door drie verschillende sprekers. De karakteristiek kan bij benadering worden voorgesteld door een rechte lijn met de helling 2.

kregen gemiddelde karakteristiek in het frequentiegebied van 200 tot 3000 per/sec voorgesteld worden door een rechte lijn met de helling 2, hetgeen beteekent, dat de „versterkingsfactor" van het fictieve orgaan, dat de keeltrillingen omzet in luchttrillingen, evenredig is met het kwadraat der frequentie.

Teneinde een spanningsamplitude te verkrijgen, die evenredig is met de snelheid der luchtdeeltjes, moet dus bij constante keelsnelheid de uitgangsspanning van de keelmicrofoon + versterker toenemen met het kwadraat der frequentie. Heeft men een keelmicrofoon, die een electrische spanning evenredig aan de keelsnelheid levert, dan moet derhalve een versterker gebruikt worden met een kwadratisch oploopende frequentiekarakteristiek; is de uitgangsspanning van de keelmicrofoon niet evenredig met de snelheid, maar met de uitwijking van de keel, dan moet de gevoeligheid van de versterker zelfs toenemen volgens ω^3.

Voor het uitwisselen van afzonderlijke schakels der overbrenging is het gemakkelijker, wanneer alle voorkomende versterkers de gebruikelijke vlakke karakteristiek kunnen bezitten. Men zal dus liever trachten, een keelmicrofoon te bouwen, die opzichzelf reeds de gewenschte karakteristiek vertoont en die dus zonder meer met normale versterkers gecombineerd kan worden. Dit geldt a fortiori, wanneer men een keelmicrofoon geheel zonder versterker wil gebruiken [3]).

Aandrijving van de keelmicrofoon

Het blijkt nu inderdaad en zelfs op zeer eenvoudige wijze mogelijk een keelmicrofoon te construeeren met een kwadratisch oploopende karakteristiek.

Bij de gewone luchtmicrofoons en ook bij de gramofoonopnemer wordt het trillende element (bijv. een membraan) rechtstreeks door de op te nemen trillingen in beweging gebracht, terwijl het huis, waarin het element veerend is opgehangen of ingeklemd, practisch in rust blijft (*fig. 3a*). Bij een keelmicrofoon op deze grondslag is de amplitude der relatieve snelheid tusschen membraan en huis identiek met de snelheidsamplitude van de keel, dwz. in plaats van de gewenschte, kwadratisch oploopende, krijgen we een vlakke karakteristiek.

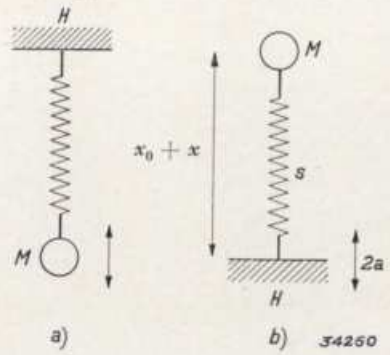


Fig. 3. a) Schema van een direct aangedreven microfoon. Het huis H blijft in rust, op het trillend element M werken rechtstreeks de aandrijvende krachten.
b) Schema van een indirect aangedreven microfoon. Aan het huis H wordt een bepaalde beweging voorgeschreven, waardoor het trillend element een bepaalde wisselende uitwijking x ten opzichte van het huis krijgt; x_0 is de afstand tusschen M en H in de rusttoestand.

Nu kan men de keelmicrofoon echter ook indirect aandrijven, door nl. het huis de keeltrillingen te laten volgen en het trillend element geheel vrij te laten. Dit is schematisch in fig. 3*b* voorgesteld. Beweegt het huis H (de keel) volgens $a \cdot e^{j\omega t}$, dan geldt voor de relatieve verplaatsing x tusschen

[3]) Een dalen der gevoeligheid bij lage frequenties brengt overigens ook het voordeel mede, dat — bij steeds dezelfde snelheidsamplitude — de uitwijkingen bij lage tonen niet zeer groot worden, hetgeen anders aanleiding zou kunnen geven tot niet-lineaire vervorming.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

het huis H en het trillend element M de differentiaalvergelijking

$$m \frac{d^2 (x+a\, e^{j\omega t})}{dt^2} + sx = 0, \quad . \quad . \quad (1)$$

waarbij m de massa van het trillend element en s de stijfheid van de veerende bevestiging is. De demping is verwaarloosd. Men kan (1) in de vorm schrijven:

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} + sx = ma\omega^2 e^{j\omega t}$$

en vindt hiervoor de oplossing:

$$x = A\, e^{j\omega t},$$

met

$$A = \frac{a}{\left(\frac{\omega_0}{\omega}\right)^2 - 1}, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

waarin $\omega_0 = \sqrt{s/m}$ de resonantiefrequentie van het systeem is. Beweegt de keel bij alle frequenties met eenzelfde snelheidsamplitude $a\omega$, dan verloopt de relatieve snelheidsamplitude $A\omega$ van de keelmicrofoon volgens:

$$\left| \frac{1}{\left(\frac{\omega_0}{\omega}\right)^2 - 1} \right|, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

hetgeen in *fig. 4* is geteekend.

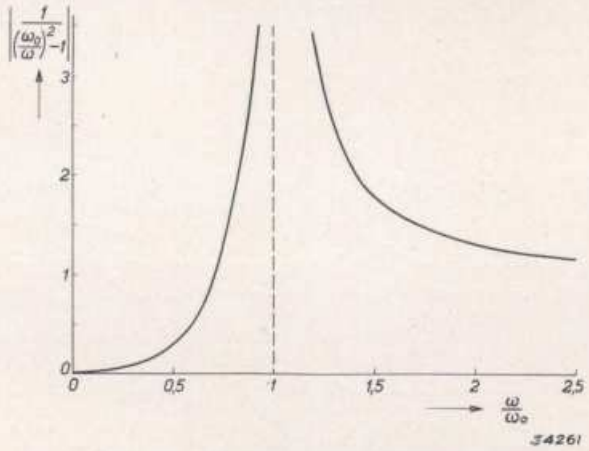


Fig. 4. Verloop van de factor (3) als functie van ω/ω_0.

Deze frequentiekarakteristiek heeft in het gebied $\omega \ll \omega_0$ het gewenschte kwadratische karakter, daar (3) hier bij benadering te vervangen is door:

$$(\omega/\omega_0)^2. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

Practische uitvoering

Uit het bovenstaande blijkt, dat voor de keelmicrofoon een indirecte aandrijving van het trillend element aangewezen is, mits de resonantiefrequentie ω_0 hiervan hooger ligt dan het weer te geven frequentiegebied. Aan de andere kant echter mag men de resonantiefrequentie niet willekeurig hoog leggen, aangezien de gevoeligheid van de microfoon volgens (4) omgekeerd evenredig is met ω_0^2. Voor de weergave van spraak zijn de frequenties van 500 tot 2000 per/sec het belangrijkst, een geschikte waarde voor de resonantiefrequentie is derhalve in de buurt van 2000 per/sec te vinden.

Voor de practische uitvoering zijn twee verschillende systemen gekozen: een kristalmicrofoon, waarbij speciaal gelet is op een zoo goed mogelijke weergave, en een koolpoeder-microfoon, waarbij in de eerste plaats naar een zoo groot mogelijke gevoeligheid werd gestreefd. Eenige details van de constructie van deze beide systemen zullen hier worden beschreven.

Kristal-keelmicrofoon

De werking van een kristalmicrofoon berust op het piëzo-electrisch effect: bepaalde soorten kristallen, bijv. Rochelle-zout, vertoonen een electrische lading, wanneer zij gedeformeerd worden. Een schijf, gesneden uit een dergelijk materiaal volgens een bepaalde hoek met de kristalassen, wordt bij trekken bijv. aan de bovenzijde positief, aan de onderzijde negatief; bij druk is het omgekeerd. Plakt men twee kristalschijfjes op geschikte wijze op elkaar, dan verkrijgt men een plaat, die niet bij trekken maar bij doorbuigen een bepaalde electrische spanning tusschen boven- en onderzijde vertoont. Bij de Philips kristal-keelmicrofoon wordt een dergelijke plaat aan één zijde in een huis geklemd op de wijze als in *fig. 5* voorgesteld. Op de boven- en onderzijde van de plaat zijn goed aanliggende electroden bevestigd, waarvan de bij trillende plaat optredende electrische spanningswisselingen worden afgenomen.

Het eenvoudige schema fig. 3*b* is feitelijk voor dit trillende systeem niet van toepassing, daar hier de stijfheid en de massa continu over het systeem zijn verdeeld. Toch leidt een nadere beschouwing tot hetzelfde resultaat, nl. dat bij een trilling van het huis met de frequentie ω en de snelheidsamplitude $a\omega = b$, de plaat beweegt met een relatieve snelheidsamplitude $\sim b\omega^2$ (zoolang ω onder de

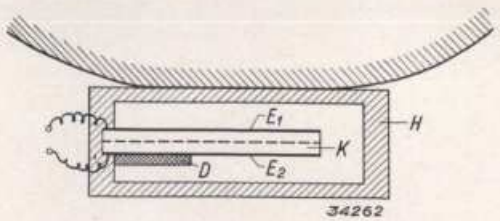


Fig. 5. Constructie van de kristal-keelmicrofoon. H huis, dat met één zijde tegen de keel van de spreker wordt gedrukt; K uit twee schijfjes samengesteld kristal; E_1, E_2 electroden; D dempend materiaal.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

resonantiefrequentie ligt). Wanneer de uitgangsspanning van de kristalmicrofoon evenredig was met de snelheid van het kristal, waren we hiermee reeds klaar. Nu is echter de piëzo-spanning evenredig met de uitwijking van de plaat, zoodat we bij constante snelheidsamplitude b van de keel, waar het huis van de microfoon tegenaan wordt gedrukt, slechts een microfoonspanning $\sim b\omega$ verkrijgen in plaats van $\sim b\omega^2$.

De vereischte correctie van de microfoon-karakteristiek wordt bewerkstelligd door aan het kristal een betrekkelijk lage weerstand R parallel te schakelen (*fig. 6*). Is C de capaciteit van het

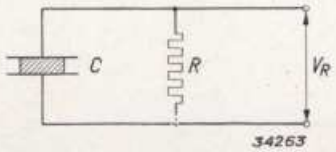


Fig. 6. Schakeling van de kristal-keelmicrofoon. Het kristal kunnen we opvatten als een condensator C, waarop bij het trillen een wisselende piëzo-spanning V ontstaat. Parallelweerstand R, uitgangsspanning V_R.

kristal, V de amplitude der piëzo-spanning, dan is de verkregen uitgangsspanning

$$V_R = \frac{RV}{\sqrt{R^2 + \left(\frac{1}{\omega C}\right)^2}} \quad \cdots\cdots \quad (5)$$

Kiest men de weerstand R zoodanig, dat

$$R\omega C \ll 1, \quad \cdots\cdots \quad (6)$$

dan wordt

$$V_R \approx R\,\omega\,C \cdot V \sim b\omega^2 \quad \cdots \quad (7)$$

Dit is juist het gewenschte verloop. De verbetering van de karakteristiek gaat ten koste van de gevoeligheid; immers, de voorwaarde (6) brengt mede, dat volgens verg. (7) $V_R \ll V$.

Bij de gebruikte kristallen is de capaciteit $C = 1000$ $\mu\mu$F; met een parallelweerstand $R = 10^5$ ohm heeft derhalve de karakteristiek het gewenschte verloop tot frequenties van ongeveer 1600 per/sec, waarbij $R\,\omega\,C = 1$ wordt. De verminderde stijging der karakteristiek in dit gebied wordt gedeeltelijk weer goedgemaakt, doordat de kristallen bij ongeveer 1700 per/sec in resonantie komen [4]). De resonantiepiek wordt tot de gewenschte proporties teruggebracht door het aanbrengen van een strookje dempend materiaal op één kant van het kristal (fig. 5).

[4]) Met de resonantiefrequenties van hoogere orde, die bij een trillend continuum optreden, behoeft men hier geen rekening te houden, daar zij in dit geval boven 10 000 per/sec komen te liggen.

Fig. 7 laat de verkregen frequentiekarakteristiek zien. Het ideale verloop is gestippeld aangegeven; men ziet, dat dit bij een parallelweerstand van 10^5 ohm behoorlijk wordt benaderd in het frequentiegebied van 100 - 3000 per/sec. De (kwadratisch gemiddelde) spanning, die in dat geval bij spreken met normale intensiteit wordt verkregen, bedraagt 20 mV.

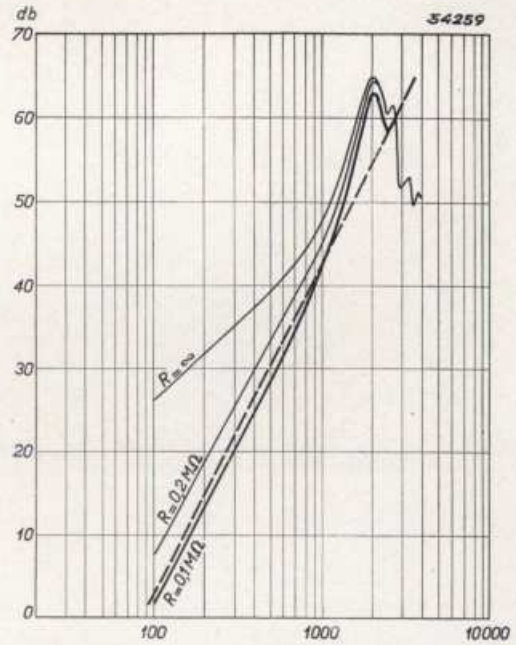


Fig. 7. Verkregen frequentiekarakteristiek van de kristal-keelmicrofoon met verschillende parallelweerstanden R. Bij $R = 10^5$ ohm wordt het ideale verloop (gestippeld weergegeven) in het voor spraak belangrijkste frquentiegebied behoorlijk benaderd.

Door de indirecte aandrijving, waarbij geenerlei bewegende deelen buiten het huis behoeven uit te steken, wordt een buitengewoon compacte en robuuste constructie mogelijk gemaakt. Tevens verkrijgt men een microfoon van kleine afmetingen en gering gewicht. In *fig. 8* zijn een paar microfoons weergegeven, terwijl in *fig. 9* is getoond, op welke wijze een dergelijke microfoon bijv. in een vliegerkap kan worden bevestigd.

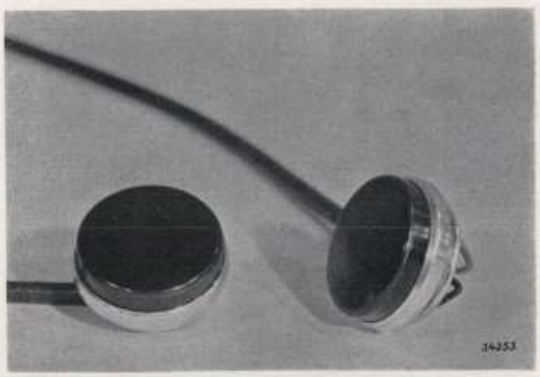


Fig. 8. Eenige keelmicrofoons. Kristal-type en koolpoedertype zijn in hun uiterlijk niet te onderscheiden.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

Fig. 9. De keelmicrofoon kan gemakkelijk in een vliegerkap worden aangebracht.

Koolpoeder-keelmicrofoon

De constructie van de koolpoeder-keelmicrofoon is in *fig. 10* geschetst. Wederom is gebruik gemaakt van het principe der indirecte aandrijving. Het trillende systeem is in dit geval een cirkelvormig membraan *M*, dat dwars door het huis van de microfoon is gespannen. Tusschen het membraan en de metalen plaat *P* is een laag koolpoeder aangebracht. De electrische weerstand van deze laag hangt sterk af van de druk, waarmede de koolkorrels tegen elkaar aan liggen. Bij het trillen van het membraan ten opzichte van het huis wordt het poeder in wisselende mate samengeperst, en de ontstane weerstandsvariaties geven aanleiding tot variaties van een door het poeder gestuurde electrische stroom. De variaties zijn, evenals bij het piëzo-kristal, evenredig met de amplitude van het membraan, zoodat wederom de frequentiekarakteristiek (bij constante snelheidsamplitude der aandrijving) oploopt met ω, in plaats van het gewenschte verloop met ω^2. De te groote sterkte der lage tonen, die hierdoor wordt veroorzaakt, kan men desgewenscht ook weer op eenvoudige wijze corrigeeren. We zullen hier niet verder op ingaan, daarentegen willen we de dimensioneering van de microfoon iets nader beschouwen, daar deze hier van groot belang is in verband met de wensch, een zoo groot mogelijke gevoeligheid te verkrijgen.

Hierbij zijn de volgende punten van belang.

1) Hoe ondieper de koollaag, des te grooter zijn bij éénzelfde membraanamplitude de relatieve variaties van de laagdikte en daarmee ook van de weerstand. Bij te kleine diepte kan echter de niet-lineaire vervorming ontoelaatbaar groot worden. Een nadere beschouwing leert, dat maximale amplituden van het membraan van ca. 0,003 mm te verwachten zijn. Met het oog hierop is een dikte van de koollaag van ongeveer 1 mm gekozen, waarbij nog geen noemenswaardige niet-lineariteit viel waar te nemen.
2) De doorbuiging van het membraan is in het midden het grootst en aan de rand = 0. De weerstandsverandering wordt door een effectieve, over het geheele oppervlak gemiddelde, waarde der doorbuiging bepaald. Het is daarom gewenscht, slechts het midden van het membraan op de kool te laten drukken (zie fig. 10), en dus bijv. het membraan zeer groot te maken. Hieraan is een grens gesteld door de eisch, dat de massa van het membraan voldoende klein moet zijn om de gewenschte hooge waarde van de resonantiefrequentie te verkrijgen. Ook mocht de diameter van de koollaag niet willekeurig verkleind worden. Want er moest rekening worden gehouden met de eisch, dat deze keelmicrofoon in normale telefoonverbindingen zonder meer in de plaats van de gebruikelijke microfoon moest kunnen worden geschakeld, en dit bracht mede, dat de gemiddelde weerstand der koollaag een voorgeschreven waarde (hier ca. 75 - 100 ohm) moest bezitten. Door deze overweging werd ook punt
3) beïnvloed: de korrelgrootte van de kool. Aan-

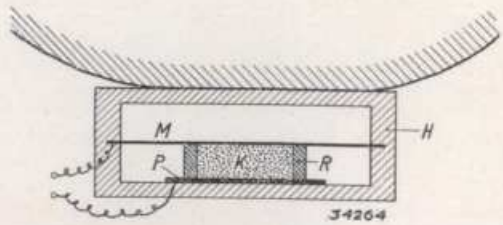


Fig. 10. Doorsnede van het koolpoeder-keelmicrofoon. *M* membraan; *P* metalen plaat; *K* koolpoeder, dat ondergebracht is in de ruimte, die door de soepele ring *R* van isoleerend materiaal wordt afgesloten.

gezien de gevoeligheid met de korrelgrootte toeneemt, zou men graag een grof poeder nemen. Ook de weerstand hangt echter van de korrelgrootte af, zoodat men in verband met de gekozen diepte en doorsnede van de koollaag in de keuze der korrelgrootte beperkt is.

De verkregen gevoeligheid is bij een frequentie

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

van 1000 per/sec (de resonantie ligt bij ongeveer 2000 per/sec) ongeveer 200 maal zoo groot als die van de bovenbeschreven kristal-keelmicrofoon. Met spraak gemeten, krijgt men bij normale spreeksterkte en in een normale schakeling (zie *fig. 11*) een gemiddeld afgegeven vermogen van 0,2 mW.

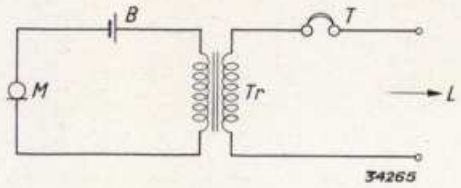


Fig. 11. Normale schakeling, waarin de koolmicrofoon wordt gebruikt. *M* microfoon, *B* batterij van 4 V, *Tr* transformator 1 : 2, *T* telefoon, *L* telefoonlijn.

Fig. 12 laat zien, hoe de keelmicrofoon tot de bij telefoontoestellen gebruikelijke combinatie van een telefoon en microfoon kan worden toegevoegd door middel van een uitneembaar en verstelbaar tusschenstuk. Draait men de arm met de keelmicrofoon in een zoodanige stand, dat bij de gewone houding van het apparaat de keelmicrofoon tegen de keel aan ligt (*fig. 13*), dan wordt de luchtmicrofoon van het apparaat automatisch uitgeschakeld, zoodat de storende luchttrillingen niet meer worden overgebracht.

Fig. 12. Door middel van een draaibaar tusschenstuk kan in de normale combinatie van telefoon en microfoon van een telefoontoestel ook een keelmicrofoon worden aangebracht.

Fig. 13. Draait men de arm, waaraan de keelmicrofoon is bevestigd, in een zoodanigen stand, dat de keelmicrofoon bij de normale houding van het apparaat tegen de keel aan ligt, dan wordt door een in het tusschenstuk aangebrachte schakelaar automatisch de luchtmicrofoon buiten werking gesteld.

Invloed van lawaai

Hoe reageert nu een keelmicrofoon op luchttrillingen? Om een vereenvoudigd beeld te gebruiken, kunnen we ons het microfoonhuis als een vlakke plaat met het oppervlak O en de massa m voorstellen, die aan een zeer slappe veer (de keel) is bevestigd en waarop aan de ééne zijde de geluidsdruk p werkt. Voor de verplaatsing y van de plaat geldt dan met ruwe benadering de vergelijking:

$$m \frac{d^2y}{dt^2} = p\,O.$$

Wanneer p varieert met de frequentie ω, beweegt de plaat met dezelfde frequentie en een amplitude

$$a = \frac{p\,O}{m} \cdot \frac{1}{\omega^2} \cdot \cdots\cdots \quad (8)$$

Aangezien de keelmicrofoon in het ideale geval (bijv. kristalmicrofoon met kleine parallelweerstand) een uitgangsspanning levert, die bij constante amplitude van het huis evenredig is met ω^3, neemt de gevoeligheid van de keelmicrofoon voor luchttrillingen evenredig met ω toe. Bij lage frequenties is hij dus voor luchttrillingen het minst gevoelig, hetgeen goed te pas komt, daar in vele gevallen de in aanmerking komende stoorgeluiden (bijv. motorenlawaai) hun grootste intensiteit bij lagere frequenties hebben dan de spraak.

De invloed der luchttrillingen kunnen we met de geschetste eenvoudige voorstelling gemakkelijk berekenen. In een vliegtuigcabine heerscht gemiddeld een stoorniveau van 114 phoon. Nu hooren wij per

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

definitie een geruisch van 74 phoon even hard als een toon van 1000 per/sec met een geluidsdruk van 1 dyne/cm². Het lawaai in de vliegtuigcabine kunnen we dus even vervangen denken door een toon van 1000 per/sec met een geluidsdruk van

$$10^{\frac{1}{20}(114-74)} \cdot 1 = 100 \text{ dyne/cm}^2.$$

Bij een oppervlak $O = 10$ cm² en een massa $m = 18$ g van de keelmicrofoon krijgt deze dan volgens (8) een amplitude

$$a = \frac{100 \cdot 10}{18 \cdot (2\pi \cdot 1000)^2} = 1{,}41 \cdot 10^{-6} \text{ cm}.$$

Uit de ijking van de kristalmicrofoon blijkt, dat men bij deze amplitude (bij kleine parallelweerstand) een spanning van rond 4 mV verkrijgt. In werkelijkheid zal de storing, die de luisteraar constateert, nog kleiner zijn dan aan deze 4 mV zou beantwoorden, daar immers, zooals reeds gezegd, de lage frequenties, waarop het lawaai zich concentreert, door de frequentiekarakteristiek van de keelmicrofoon minder sterk worden doorgegeven dan de frequentie van 1000 per/sec, die we hier ten grondslag hebben gelegd. Neemt men nu in aanmerking, dat dezelfde kristalmicrofoon bij normale spraak een uitgangsspanning van ongeveer 20 mV levert, en dat men zelfs bij gelijke sterkte van spraak en stoorgeluid nog voldoende kan verstaan [5]), dan ziet men, dat bij gebruik van de keelmicrofoon het lawaai rondom de spreker voor de luisteraar practisch niet aanwezig is. Het eenige gevolg van het lawaai is, dat de spreker, wanneer hij zijn eigen stem niet hoort, minder duidelijk of op onnatuurlijke wijze gaat articuleeren.

Het is wellicht voor den lezer interessant, hoe de reeds herhaaldelijk vermelde ijking van de keelmicrofoon wordt uitgevoerd. Hiervoor dient het in *fig. 14* weergegeven apparaat. Twee luidsprekersystemen zonder conus zijn verschuifbaar tegenover elkaar opgesteld. Aan het spoeltje van elk systeem is een messing plaatje bevestigd. Tusschen deze twee plaatjes wordt de keelmicrofoon ingeklemd, en daarna worden door de beide spoelen wisselstroomen van gelijke frequentie en amplitude gestuurd, die echter 180° in fase verschoven zijn, zoodat de keelmicrofoon als geheel heen en weer wordt bewogen. De uitgangsspanning, die de op deze wijze aangedreven keelmicrofoon levert, meet men met behulp van een versterker en een thermokruis, terwijl men tevens de uitwijkingen van de keelmicrofoon bepaalt door hierop de naald van een geijkte gramofoonopnemer te zetten en de uitgangsspanning hiervan te meten.

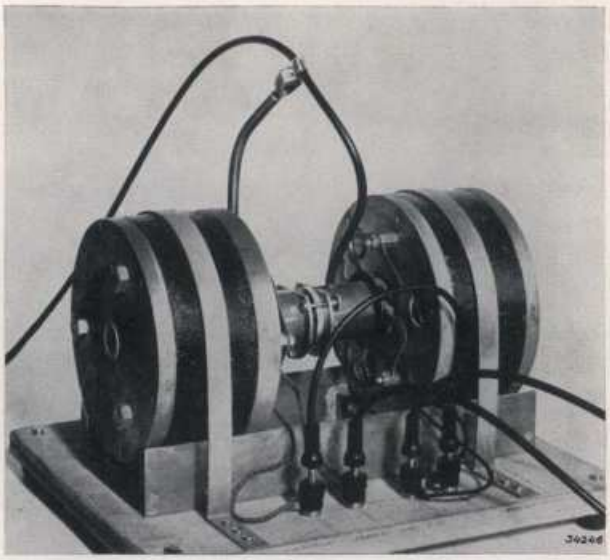


Fig. 14. Apparaat, waarmee de ijking van een indirect aangedreven keelmicrofoon kan worden uitgevoerd. Twee luidsprekersystemen worden bekrachtigd door twee identieke, maar 180° in fase verschoven wisselstroomen, terwijl tusschen de twee spoelen de te onderzoeken keelmicrofoon is geklemd.

Verstaanbaarheidsproeven

De bruikbaarheid van de keelmicrofoon kan rechtstreeks worden getoetst door kwantitatieve bepaling van de verstaanbaarheid. Beide typen van de keelmicrofoon zijn in dit opzicht onderzocht, en wel op de volgende manier. Een aantal luisteraars waren in een rustig vertrek geplaatst, waarin zij de spraak per luidspreker (in het geval van de kristalmicrofoon) of per hoofdtelefoon (in het geval van de koolmicrofoon) konden ontvangen. Ter plaatse van de sprekers (er waren er drie) heerschte het normale geruischniveau van een kantoorruimte, óf er kon een stoorniveau van 123 phoon worden geschapen. De sprekers lazen dan 50 losse woorden in de moedertaal der luisteraars (Nederlandsch) voor.

Bij de beproeving van de kristalmicrofoon, die voor het verkrijgen van de best mogelijke weergave van een slechts kleine parallelweerstand was voorzien (10^5 ohm), werd zonder extra storend lawaai een verstaanbaarheid van 86% gevonden. Aangezien normale telefoontoestellen ook geen grootere verstaanbaarheid dan rond 90% leveren, mag de weergavekwaliteit van de kristal-keelmicrofoon alleszins bevredigend genoemd worden. Waren de sprekers door het genoemde lawaai van 123 phoon omgeven, dan daalde de verstaanbaarheid slechts met enkele procenten: zij bedroeg nu 80%. De daling is daarbij vrijwel uitsluitend te wijten aan

[5]) Zie R. Vermeulen, Zaalacoustiek en verstaanbaarheid, Philips techn. T. **3**, 143, 1938.

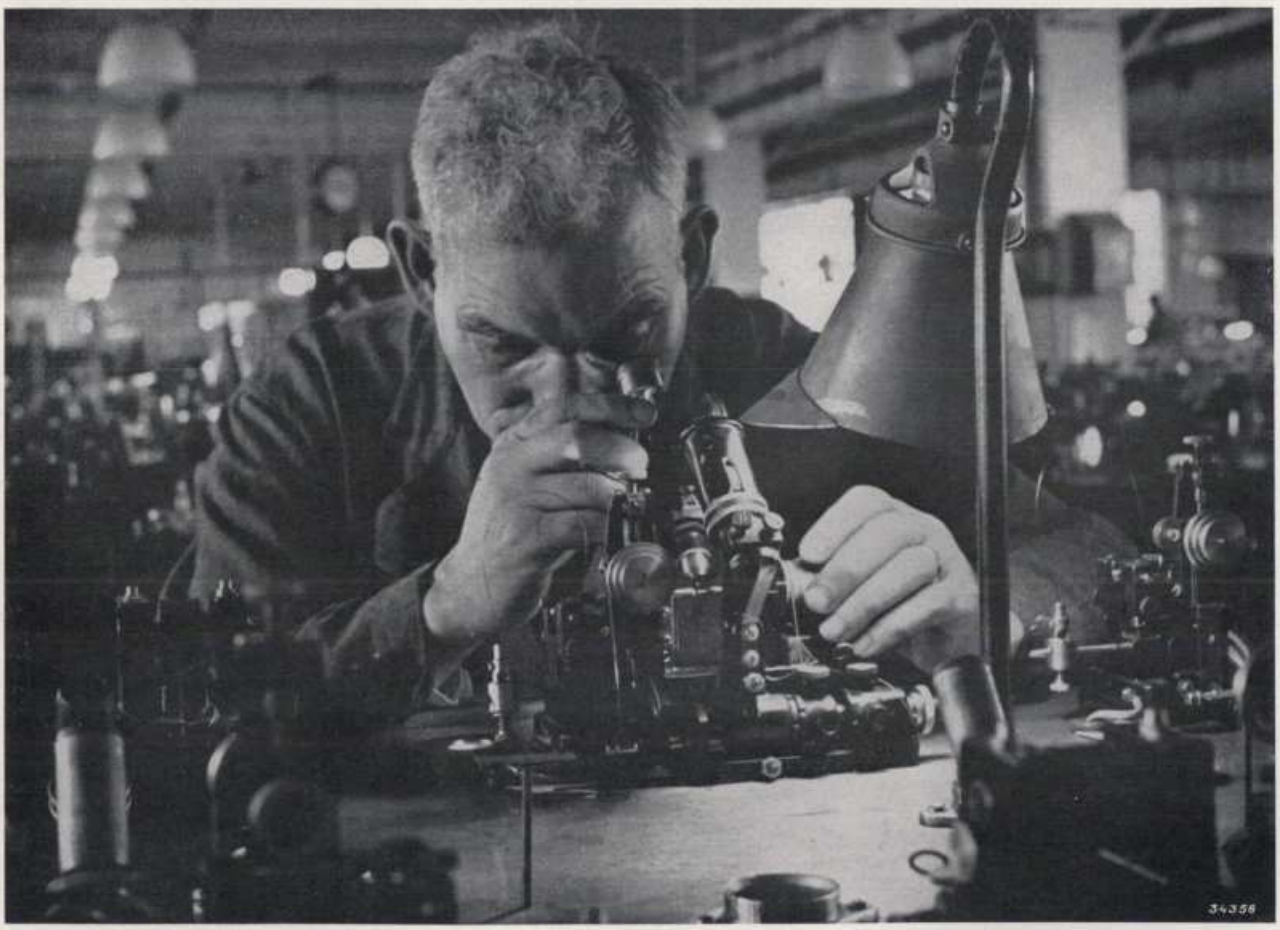
Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

de minder duidelijke articulatie der sprekers. Ter vergelijking zij nog vermeld, dat de verstaanbaarheid met een normaal telefoontoestel reeds op nul gedaald is, wanneer de spreker zich nog slechts in een lawaai van 90 phoon bevindt!

Zooals te voorzien was, leverde de koolpoederkeelmicrofoon een iets kleinere verstaanbaarheid dan de kristalmicrofoon. Zij bedroeg hier zonder stoorlawaai 77%. Na toevoeging van het lawaai van 123 phoon daalde de verstaanbaarheid tot 68%. Dit is nog voldoende voor het kunnen volgen van een betoog, dus zeer zeker voldoende om orders of soortgelijke mededeelingen van een vaak terugkeerend karakter te kunnen verstaan. Voor zoover gewenscht, kan de verstaanbaarheid overigens nog aanzienlijk worden opgevoerd door telefoons te gebruiken met een betere frequentiekarakteristiek dan de algemeen gebruikte telefoons bezitten.

De belangrijkste toepassingsmogelijkheden voor de keelmicrofoon hebben we reeds in de aanhef vermeld. Als een andere toepassing is ook nog te noemen het gebruik van de keelmicrofoon in combinatie met gasmaskers. Een luchtmicrofoon is in dat geval geheel onbruikbaar wegens de resonanties in de kleine afgesloten luchtruimte in het masker. Bij gebruik van een keelmicrofoon vervalt deze moeilijkheid en heeft men bovendien het voordeel, dat de microfoon zonder openen van het masker van een spreker aan een ander kan worden overgedragen.



HET VERVAARDIGEN VAN DIAMANTEN TREKSTEENEN

In de Philips diamantboorderij, die wel als een der grootste bedrijven van dit soort ter wereld mag worden beschouwd, worden treksteenen vervaardigd met gaten afdalende tot 10 micron diameter. Een gedeelte van de productie is voor eigen gebruik bestemd, nl. voor het trekken van draad van wolfraam, molybdeen en diverse andere metalen.

De diamanten, die tot treksteenen worden verwerkt, worden eerst aan vóór- en achterzijde van de toekomstige boring vlak afgesneden. Daarna

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

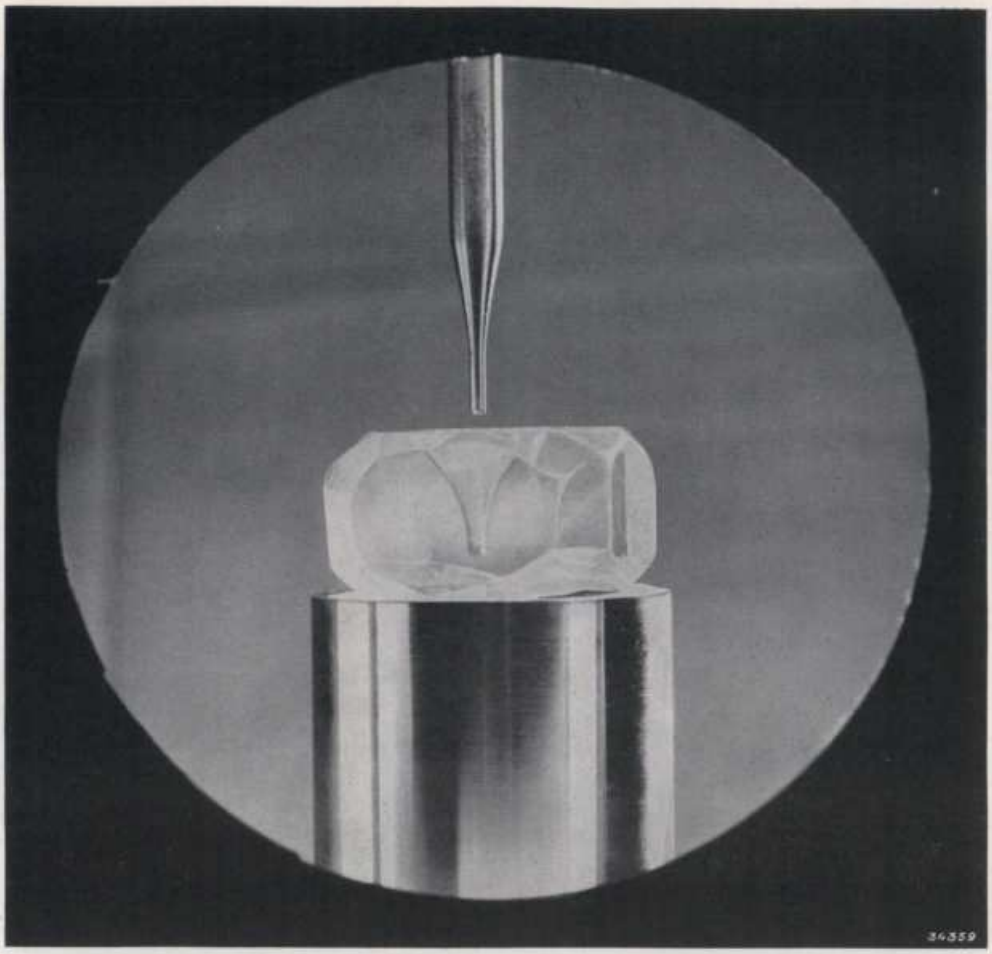


Fig. 1

worden in twee loodrecht op elkaar staande vlakken, evenwijdig aan de richting van boren, facetten aan de diamant geslepen (zie fig. 1), die het mogelijk maken om het proces van boren te volgen en de in wording zijnde boring met behulp van een microscoop doorloopend nauwkeurig te controleeren (titelfoto). De zoo geprepareerde diamant wordt op een houder bevestigd. Het boren voert men uit met een naald van bepaalde vorm (fig. 1), die men in de poriën van het oppervlak diamantpoeder laat opnemen, dat met olie is aangemaakt. De boring moet voor ieder te trekken materiaal een zeer bepaalde vorm en polijsting krijgen, opdat de treksteen een groote levensduur bereikt. Aan de uittreezijde van de draad mondt het trekkanaal uit in een wijdere uitholling, zooals op de microfoto fig. 2 (120× vergroot) duidelijk is te zien.

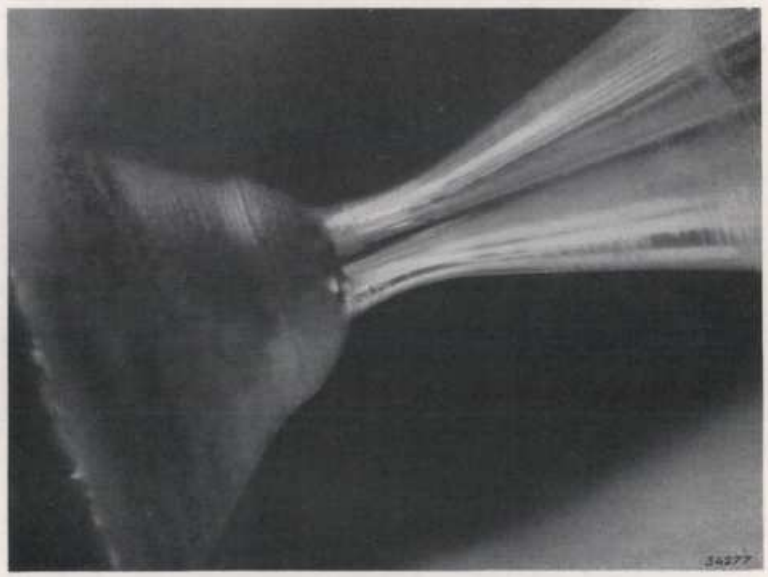


Fig. 2.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

REFLECTEERENDE OPPERVLAKKEN IN DE NABIJHEID VAN LIJNVORMIGE LICHTBRONNEN

door N. A. HALBERTSMA. 628.936

In verband met hun lage oppervlaktehelderheid is het bij buisvormige lichtbronnen niet noodig armaturen te gebruiken teneinde verblinding tegen te gaan. Wel kan het echter van belang zijn in de nabijheid dezer lichtbronnen zoodanig geconstrueerde, spiegelende of diffuus reflecteerende oppervlakken aan te brengen, dat er niet onnoodig een gedeelte van het uitgezonden licht verloren gaat voor de gewenschte verlichting.

Bij het verlichten met behulp van puntvormige lichtbronnen, of althans met lichtbronnen, die voldoend kleine afmetingen hebben, maakt men vrijwel altijd gebruik van verlichtingsarmaturen. Dit geschiedt om tweeërlei redenen, nl.:

1) Op deze wijze kan men er voor zorgen, dat de grootste helderheid, die het oog zal waarnemen, verminderd wordt, zoodat men verblinding tegengaat.
2) Door geschikte armaturen aan te brengen is het mogelijk de totale lichtstroom nuttiger te gebruiken voor de gewenschte verlichting van bepaalde vlakken, dan zonder speciale voorzieningen het geval zou zijn.

Bij het gebruiken van buisvormige lichtbronnen vervalt de eerste reden voor het aanbrengen van armaturen, aangezien daarbij de helderheid in het algemeen aanzienlijk lager is, zoodat er in het geheel geen sprake kan zijn van verblinding. Terwijl bijv. bij een gloeilamp van 150 Dlm de helderheid van het gloeilichaam 500 K/cm² is, en de gemiddelde helderheid bij een van binnen gematteerde ballon altijd nog 3 K/cm² bedraagt, terwijl de maximale waarde 15 à 20 K/cm² is, vindt men ongeveer 0,3 K/cm², indien men de gloeidraad heeft gemonteerd in een buis van opaalglas. Dit laatste is het geval bij de zg. „Philinea"-lamp. Voor de in de vorige aflevering [1]) behandelde gasontladingslamp, waarbij de ontlading plaats vindt in een glazen buis, die men van binnen met een laag van een fluoresceerende stof heeft bedekt, is de helderheid eveneens ongeveer 0,3 K/cm².

Het is met het oog op deze helderheden duidelijk, dat zoowel de „Philinea"-lampen als de fluoresceerende gasontladingslampen, wat het verblindingsgevaar betreft, zonder bezwaar geheel naakt kunnen worden opgehangen ter verlichting van hun omgeving, indien slechts de achtergrond licht is getint en sterk genoeg wordt verlicht. De tweede reden voor het aanbrengen van armaturen, nl. het nuttiger gebruik maken van de totale voortgebrachte lichtstroom ten behoeve van de verlangde verlichting, blijft echter ook bij lijnvormige lichtbronnen nog onverkort van kracht.

Het is nu de vraag, hoe men de verdeeling van de uitgezonden lichtstroom over de verschillende ruimterichtingen gunstiger kan maken door reflecteerende oppervlakken op geschikte wijze in de nabijheid van een lijnvormige lichtbron aan te brengen. In de lengterichting der lichtbron moeten deze oppervlakken minstens even groot worden, als de lichtbron zelf is. Daar men in het algemeen wil vermijden, dat het samenstel van reflecteerende oppervlakken een plomp en zwaar geheel gaat vormen, zal men dit gaarne in de richtingen loodrecht op de lengte-as van de sierlijke, langgerekte lichtbron klein trachten te houden en daarom dicht rondom de lijnvormige lichtbron aanbrengen. Zoo wordt men er toe gebracht cylindrische spiegels te gebruiken, die in sierlijkheid niet behoeven onder te doen voor de langgestrekte lichtbronnen zelf. Met dergelijke slechts in één richting, rondom een buisvormige lichtbron, gekromde spiegels wordt natuurlijk nooit een zoo groote concentratie van het licht verkregen, als men bij een puntvormige lichtbron bereiken kan met in twee richtingen gekromde oppervlakken, bijv. paraboloïden.

Brengt men de terugkaatsende oppervlakken inderdaad dicht rondom de buisvormige lichtbronnen aan, dan bestaat het gevaar, dat een groot gedeelte van het teruggeworpen licht weer terecht komt op het buisoppervlak, zoodat het dan vaak pas na verscheidene terugkaatsingen, waarbij steeds een gedeelte van het licht geabsorbeerd wordt, gelegenheid heeft de ruimte tusschen lichtbron en armatuur te verlaten en zoodoende bij te dragen tot de gewenschte verlichting. Het zal dus van belang zijn na te gaan, hoe men met het oog op dit gevaar de reflecteerende oppervlakken zoo gunstig mogelijk kan construeeren.

In de eerste plaats willen wij in dit artikel de invloed behandelen van spiegelende oppervlakken op de verdeeling van de lichtstroom over de

[1]) Philips techn. T. 4, 353, 1939.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

verschillende ruimterichtingen. Daarna zal de invloed van diffuus reflecteerende oppervlakken worden besproken.

Terugkaatsing door spiegelende oppervlakken

Als uitgangspunt voor onze beschouwingen behandelen wij de terugkaatsing van het licht eener buisvormige lichtbron door een vlakke spiegel, die daarmee evenwijdig is aangebracht. In *fig. 1* is een

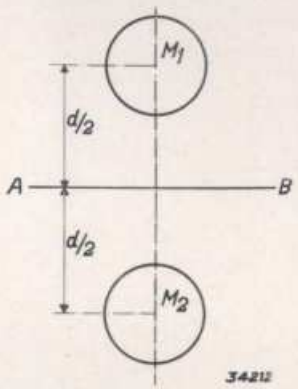


Fig. 1. Loodrechte doorsnede van een buisvormige lichtbron, middelpunt M_2, en van haar spiegelbeeld, middelpunt M_1, ten opzichte van het vlak $A\,B$.

doorsnede geteekend loodrecht op de as van de buis. Het middelpunt M_2 van de cirkelvormige doorsnede der lichtbron ligt op een afstand $d/2$ verwijderd van de vlakke spiegel $A\,B$. Op een afstand $d/2$ aan de andere zijde van de vlakke spiegel ontstaat dan het spiegelbeeld van de lichtbron en dit is ook weer een lichtende buis, die zijn middelpunt heeft in M_1. De door de spiegel $A\,B$ teruggekaatste stralen schijnen allen uit te gaan van het cylinderoppervlak van het spiegelbeeld van de oorspronkelijke lichtbron. Verwaarloozen wij het lichtverlies bij het spiegelen, dan hebben wij de zaak teruggebracht tot de lichtverdeeling voor twee gelijke en evenwijdige cylinders, wier

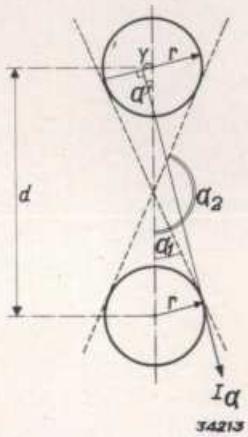


Fig. 2. Loodrechte doorsnede van twee gelijke en evenwijdige buisvormige lichtbronnen. I_α stelt de lichtsterkte voor, die in het middenloodvlak onder een willekeurige hoek α optreedt.

oppervlakken volkomen diffuus stralen, dwz. zoodanig, dat vanuit alle richtingen gezien de helderheid dezelfde is. Men noemt dit een uitstraling volgens Lambert.

De doorsnede van twee lichtende buizen met diameter $2r$ en een onderlinge afstand d hunner assen is in *fig. 2* weergegeven. De lichtsterkte I_α onder een willekeurige hoek α in het middenloodvlak der beide buizen is bij volkomen diffuse uitstraling evenredig met de schijnbare grootte van het totale lichtgevende oppervlak, zooals men dit waarneemt onder de hoek α. De lichtsterkte is in ons geval derhalve de som van de lichtsterkte $C \cdot 2r$ van de eerste cylinder [2]) en de lichtsterkte van die strook van de tweede cylinder, welke niet door de eerste wordt afgeschermd. Deze laatste bijdrage tot de

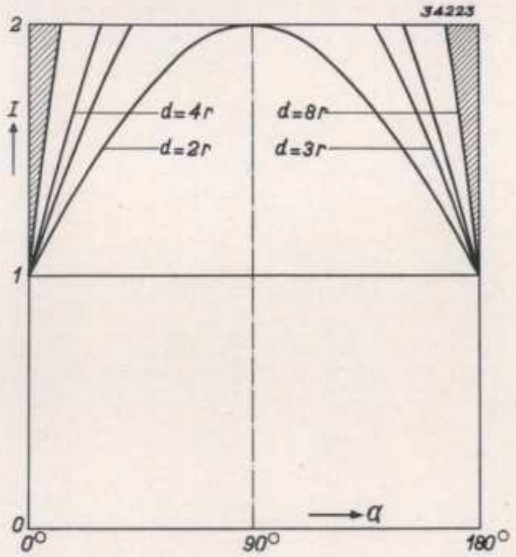


Fig. 3. Bij de veronderstelling, dat er géén licht door hun oppervlakken wordt teruggekaatst, is voor twee evenwijdige lichtbuizen op verschillende onderlinge afstanden berekend, hoe hun gezamenlijke lichtsterkte verloopt met de hoek α uit fig. 2. Dit verloop is volgens sinuslijnen. Voor 0° en 180° treedt de minimale lichtsterkte op, die gelijk is aan de lichtsterkte van één buis op zichzelf. Bij $\alpha = 90°$ is de lichtsterkte maximaal en steeds gelijk aan de dubbele intensiteit, die één buis afzonderlijk zou geven.

totale lichtsterkte is veranderlijk en zij bedraagt: $C\,(r + y) = C \cdot d \sin \alpha$. De totale lichtsterkte wordt derhalve:

$$I_\alpha = C\,(2r + d \sin \alpha) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Voor $\alpha = 0$ schermt de ééne cylinder de andere geheel af en de lichtsterkte wordt:

$$I_0 = C \cdot 2r, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

hetgeen uitsluitend geleverd wordt door de ééne

[2]) De constante factor C in al deze uitdrukkingen wordt bepaald door de helderheid van de cylindermantel en de lengte van de lichtende cylinder.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

cylinder en de minimale totale lichtsterkte voor dit buizenpaar aangeeft. Vanaf de grenshoek α_1, waarbij:

$$\sin \alpha_1 = 2\,r/d, \quad \ldots\ldots \quad (3)$$

bezit de totale lichtsterkte haar grootste waarde:

$$I_{\alpha_1} = C \cdot 4\,r, \quad \ldots\ldots \quad (4)$$

die tweemaal zoo groot is als de kleinste waarde en is op te vatten als de som van de twee even groote lichtsterkten der beide buizen.

In *fig. 3* is bij verschillende onderlinge afstanden der buizen aangegeven, hoe de lichtsterkte verloopt, als de hoek α varieert van 0° tot 180°. Raken de buizen elkaar aan ($d = 2\,r$), dan wordt de grenshoek bereikt bij $\alpha_1 = 90°$ en wordt de dubbele lichtsterkte uitsluitend waargenomen loodrecht op het vlak door de assen der beide buizen. Bij grootere onderlinge afstand der lichtbuizen wordt de grenshoek α_1 volgens formule (3) kleiner, zoodat de dubbele lichtsterkte over een grootere hoek optreedt, nl. vanaf α_1 tot $\alpha_2 = 180° - \alpha_1$. Bij $d = 8\,r$ wordt slechts het gearceerde gedeelte van de totale lichtstroom onderschept. Uit fig. 3 volgt door berekening der door sinuslijnen begrensde oppervlakken, dat bij verschillende onderlinge afstanden der buisassen de in de tweede kolom van *tabel I* aangegeven percentages van de totale, door beide buizen tezamen uitgezonden, lichtstroom onderschept worden:

Tabel I

Percentages onderschepte lichtstroom bij verschillende onderlinge afstanden der beide gelijke en evenwijdige buizen.

	berekend; zonder terugkaatsing	gemeten; met terugkaatsing
$d = 2\,r$	17%	6,2%
$d = 3\,r$	11%	3,4%
$d = 4\,r$	8%	2,9%
$d = 8\,r$	4%	1,7%

De getallen uit de tweede kolom van tabel I beteekenen slechts dàn het geheele verlies aan lichtstroom, wanneer de lichtbuizen alle straling, die erop valt, volkomen zouden absorbeeren. Dit is natuurlijk geenszins het geval; de verstrooiende laag op de buiswand zal steeds een belangrijk gedeelte van het erop vallende licht weer diffuus terugkaatsen. Dit komt duidelijk tot uitdrukking in de derde kolom van tabel I en ook in *fig. 4*, die een gemeten lichtverdeeling weergeeft voor twee gelijke en evenwijdige lichtbuizen. Wij zien hier, dat in horizontale richting ($\alpha = 90°$) inderdaad een grootere lichtsterkte optreedt dan tweemaal de lichtsterkte van één buis van het beschouwde buizenpaar. Dit overschot wordt geleverd door dat gedeelte van het licht, hetwelk eerst na één of meer malen diffuus op de buiswanden te zijn teruggekaatst de gelegenheid heeft uit de ruimte tusschen de beide lichtbuizen te voorschijn te treden.

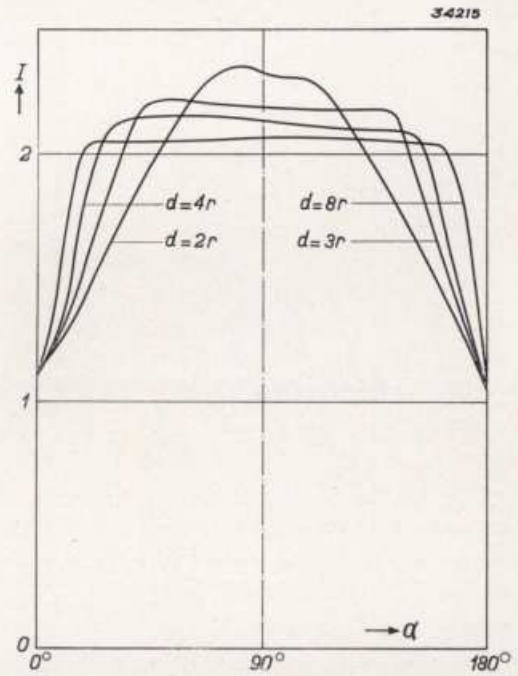


Fig. 4. Gemeten verloop der lichtsterkte voor twee evenwijdige lichtbuizen. Bij $\alpha = 0°$ en 180° is de lichtsterkte weer minimaal en gelijk aan de lichtsterkte van één buis afzonderlijk. Loodrecht op dit vlak blijkt nu echter de maximale lichtsterkte grooter te zijn dan de dubbele lichtsterkte van één buis, aangezien het op het buisoppervlak teruggekaatste licht nog in zijwaartsche richting naar buiten kan treden.

Terwijl men het oppervlak van één volgens Lambert stralende buis volkomen gelijkmatig helder ziet, vertoonen twee evenwijdige lichtbuizen door het terugkaatsen van elkaars licht een grootere helderheid op hun naar elkaar toegekeerde zijden, dan op de van elkaar afgekeerde kanten. Dit verschijnsel zal des te sterker worden, naarmate de buizen dichter bij elkaar worden gebracht en wij kunnen dus vaststellen, dat *de maximale lichtsterkte van het buizenpaar des te grooter zal worden, naarmate de beide buizen dichter bijeen liggen.*

Bepalen wij nu uit de gemeten lichtverdeelingskrommen van fig. 4 het lichtverlies, dan blijkt dit ongeveer 1/3 te zijn van het, onder verwaarloozing der diffuse terugkaatsingen, berekende verlies. Wij zagen dit reeds uit de in de laatste kolom van tabel I opgegeven waarden. Dat hier bijna 2/3 van de in eerste instantie onderschepte lichtstroom toch

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

nog tot zijn recht komt, is een gevolg van het groote, diffuse reflectievermogen van het melkglas, waaruit de bij deze proeven gebruikte buizen vervaardigd werden. Heeft men te maken met de in de vorige aflevering van dit tijdschrift beschreven (zie noot[1])) fluoresceerende gasontladingslampen, dan moet men ermee rekenen, dat de fluoresceerende laag een kleiner reflectievermogen heeft dan melkglas, zoodat de getallen in de derde kolom grooter zullen zijn.

De practische conclusie uit de tabel is, dat men, teneinde meetbare lichtverliezen te vermijden, goed doet lijnvormige lichtbronnen niet dichter naast elkaar op te hangen dan op een onderlinge afstand tusschen hun oppervlakken gelijk aan hun eigen diameter ($d \geqslant 4\,r$). Hiermee in overeenstemming moet men hen liever ook met hun oppervlak niet dichter bij een spiegelende vlakke wand hangen dan op een afstand minstens gelijk aan hun eigen straal.

Houden wij nu, zooals gezegd, de dwarsafmetingen van de spiegels klein, dan zullen wij hen met het oog op de absorptieverliezen graag zoodanig aanbrengen, dat het teruggekaatste licht niet nogmaals de lichtbuis treft. Gaan we bijv. na, welke gedeelten van een horizontale vlakke spiegel, die boven een horizontaal opgehangen lichtbuis is aangebracht, van het meeste belang zijn voor het weer onmiddellijk naar beneden werpen van het licht, dan blijken dit slechts betrekkelijk smalle strooken van de vlakke spiegel te zijn (*fig. 5*).

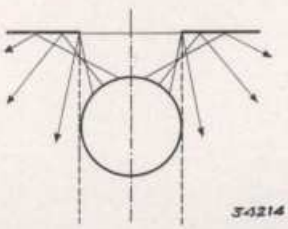


Fig. 5. Terugkaatsing van het licht eener lichtbuis op een vlakke spiegel, die daarmee evenwijdig is aangegebracht. Strooken van deze spiegel, die niet loodrecht boven de buis liggen, werpen het naar boven uitgestraalde licht weer naar beneden, zonder dat het dan opnieuw de buis zelf treft.

Deze werkzaamste strooken beginnen in de snijlijnen van het spiegelvlak met de verticale raakvlakken aan de lichtende cylinder en liggen verder meer naar de buitenzijde. De strook van de vlakke spiegel, die precies verticaal boven de lichtbuis is gelegen, is minder goed in staat licht van de buis onmiddellijk loodrecht naar beneden terug te kaatsen, zoodat men aan een dergelijke strook feitelijk niet zooveel heeft. Men kan horizontale, spiegelende strooken beter iets op zij boven de betrokken buis aanbrengen.

Op zeer eenvoudige wijze kan men met behulp van twee vlakke spiegels toch wel bereiken, dat het loodrecht naar boven uitgestraalde licht weer, langs de lichtbuis gaande, naar beneden wordt teruggekaatst. Hiertoe plaatsen wij de spiegels V-vormig tegen elkaar, midden boven de lichtbuis en daarmee evenwijdig (*fig. 6*). De beide

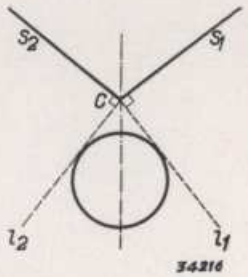


Fig. 6. Doorsnede van een buisvormige lichtbron, waarboven twee spiegelende in V-vorm staande, platte vlakken zijn aangebracht. De raaklijnen l_1 en l_2 uit C aan de buisdoorsnede staan loodrecht op resp. S_1 en S_2.

vlakke spiegels, S_1 resp. S_2, zijn nu zoo schuin gesteld, dat zij loodrecht staan op de raaklijnen l_1 resp. l_2 in fig. 6. Het oppervlak van de aldus opgestelde spiegels wordt geheel gebruikt ten dienste van het te bereiken doel. Hoe dichter men het snijpunt C der beide, vlakke spiegels bij de lichtbuis laat komen, des te steiler moet men de spiegelvlakken stellen en des te meer wordt het naar boven uitgestraalde licht in zijwaartsche richting teruggekaatst (*fig. 7*).

Als laatste vraag, die betrekking heeft op spiegelende reflectie, willen wij nu nog nagaan, hoe men een spiegelend oppervlak kan construeeren, dat àl het licht, hetwelk de buisvormige lamp erop werpt, zoo steil naar beneden terugkaatst, als mogelijk is, wanneer wij vasthouden aan de eisch, dat geen lichtstraal naar de buis zelf mag worden teruggekaatst. Een dergelijk profiel is afgebeeld in *fig. 8*. Het kan worden opgebouwd uit oneindig smalle strookjes, die allen op hun plaats zoo gunstig mogelijk zijn geörienteerd op de in

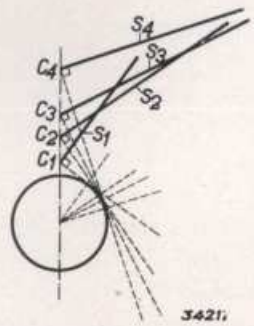


Fig. 7. Constructie van vlakke spiegels, die het licht zooveel mogelijk benedenwaarts terugkaatsen, zonder dat het weer terechtkomt op het oppervlak der buisvormige lichtbron.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

het voorafgaande uiteengezette wijze. Ieder dezer strookjes staat nl. loodrecht op de raaklijn, welke men van daaruit kan trekken aan de cirkelvormige doorsnede van de lichtbuis. De hoofddoorsnede van de spiegel wordt derhalve de afwikkelingskromme („evolvente") van de hoofddoorsnede der lichtbron.

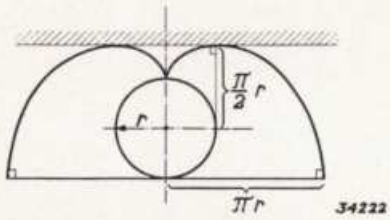


Fig. 8. Constructie van een spiegelprofiel, dat het naar boven uitgestraalde licht eener buislamp zoo gunstig mogelijk er langs heen benedenwaarts terugkaatst. Het profiel heeft een doorsnede, die de evolvente is van de cirkelvormige buisdoorsnede.

Laten wij de spiegel beginnen op de bovenste beschrijvende lijn van de lichtbuis, dan krijgt de spiegel daar ter plaatse een verticaal raakvlak. Werken wij de spiegel dan zoo ver uit, dat hij door al het naar boven uitgestraalde licht wordt getroffen, dan eindigt de spiegel daar ter plaatse ook met een verticaal raakvlak en is de breedte van deze spiegelende goot, die wij om de langgestrekte lichtbuis hebben geconstrueerd, slechts π maal zoo groot als de diameter der lichtbuis zelf.

De as van de lichtbuis komt op een afstand van $\pi/2$ maal zijn straal lager te liggen dan de bovenste beschrijvende lijn van de cylinder, die tegen het plafond kan worden aangebracht. De afstand van de buiswand tot het plafond blijkt bij dit evolventeprofiel dus slechts $(\pi/2-1)\,r = 0{,}57\,r$ te worden. De lichtbuis kan men in dit geval derhalve op een ruim half zoo groote afstand van het plafond bevestigen, als raadzaam was bij het gebruik van vlakke, horizontale spiegels.

Terugkaatsing door diffuus reflecteerende oppervlakken

Zooals in de inleiding reeds werd opgemerkt, is het mogelijk de thans in gebruik zijnde lijnvormige lichtbronnen geheel naakt op te hangen in de te verlichten ruimte. Teneinde te groote contrasten te vermijden doet men dan echter goed er voor te zorgen, dat het plafond, de wanden, of andere, speciaal aangebrachte, diffuus reflecteerende oppervlakken in de buurt van de langgestrekte lichtbuizen een witte of althans heldere tint hebben.

Op deze wijze is het tevens mogelijk een groote vooruitgang in nuttige verlichting te verkrijgen. De diffuse reflectie van een wit oppervlak kan nl. goed de vergelijking doorstaan met het spiegelende reflectievermogen der gebruikelijke spiegels. Bij een glazen spiegel wordt een spiegelende reflectie verkregen van 85 à 90%, terwijl de diffuse terugkaatsing van een versch gewit plafond eveneens 85 à 90% kan bedragen. Is het niet speciaal noodig om het licht in een bepaalde richting te concentreeren, dan zijn derhalve witte plafonds en muren ook geschikte reflectoren.

Bij terugkaatsing door een diffuus reflecteerend oppervlak in de nabijheid van een buisvormige lichtbron is het niet te vermijden, dat een gedeelte van het teruggeworpen licht wederom de lamp zelf treft. Dientengevolge gaat steeds een gedeelte van het uitgezonden licht verloren. De grootte van dit verlies werd nog nader onderzocht door de volgende metingen.

Diffuse terugkaatsing door een plat vlak

De sterkte werd gemeten van de verlichting, die op een afstand van 425 cm werd geleverd door een buisvormige lamp van 50 cm lengte en 3 cm diameter met daarachter aangebracht een wit, plat vlak van dezelfde lengte en een breedte van 80 cm. De meting werd verricht op vlakken (zie *fig. 9*), die hoeken van 0°, 15°, 30° en 45°

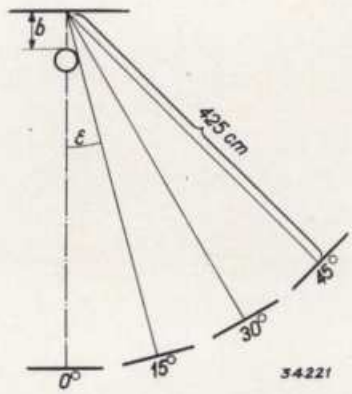


Fig. 9. Doorsnede van een lichtende buis met een, op een afstand b daarboven en ermee evenwijdig aangebracht, diffuus terugkaatsend, plat vlak. Evenwijdig met de lichtbuis en onder verschillende hoeken ε met het diffuus terugkaatsende vlak wordt, op 425 cm verwijderd van dit laatste, een vlak aangebracht, waarop de verlichting wordt gemeten.

maakten met het terugkaatsende, platte vlak. Hierbij werd de afstand tusschen het oppervlak van de buis en het reflectievlak gevarieerd van 0 tot 24 cm. Door de meetresultaten steeds te verminderen met de, zonder reflecteerend vlak bepaalde, verlichtingssterkte vindt men de sterkten van het gereflecteerde licht, die in *tabel II* en voor hoeken van 0° en 45° ook in *fig. 10* zijn aangegeven.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

Tabel II

Verlichtingssterkte tengevolge van het diffuus teruggekaatste licht, gemeten in de situatie van fig. 9 onder verschillende hoeken ε en voor verschillende afstanden b, uitgedrukt in % van de rechtstreeks door de buislamp geleverde verlichtingssterkte.

	$\varepsilon = 0°$	15°	30°	45°
$b = 0$ cm	64%	64%	63,5%	60%
1,5	70	70	68	63
3	67	67	65	59
6	63,5	63	60	53
12	53	52	48	42
18	42	41	38	32
24	34	33	31	26

Zooals men kon verwachten, neemt de door reflectie verkregen verlichtingssterkte op het meetvlak toe, wanneer de lichtbron dichter bij het diffuus reflecteerende vlak wordt gebracht. Er valt dan nl. meer licht op het terugkaatsende vlak, zoodat dit ook in staat wordt gesteld meer licht uit te zenden. Komt het oppervlak van de lamp echter dichter dan 6 cm, d.i. tweemaal zijn diameter, bij het witte vlak, dan wordt de toename van de door terugkaatsing verkregen verlichtingssterkte minder, dan men uit het verloop bij de grootere afstanden zou mogen verwachten, om tenslotte zelfs in een afname over te gaan. Raakt het buisoppervlak aan het reflectievlak, dwz.: $b = 0$, dan blijkt de door reflectie verkregen verlichtingssterkte onder 0°, resp. 45°, ongeveer 64%, resp. 60%, te bedragen van de directe verlichtingssterkte terwijl men 75%, resp. 67%, had mogen verwachten uit het verloop der reflectiekrommen voor grootere afstanden van de lichtbuis tot het diffuus reflecteerende vlak.

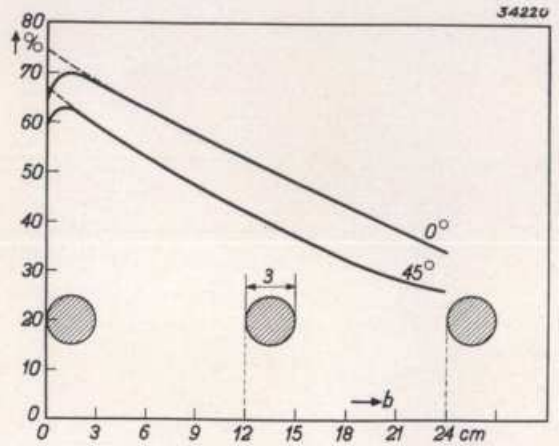


Fig. 10. Sterkte van het, in de situatie van fig. 9 gemeten, gereflecteerde licht in richtingen onder hoeken van 0° en 45° met de normaal op het diffuus reflecteerende vlak, dat op een variabele afstand b van de lichtbuis is aangebracht.

De relatieve afname der door diffuse terugkaatsing verkregen lichtintensiteit bedraagt voor een tegen het reflectievlak gelegen buislamp onder 0°, resp. 45°, volgens bovenstaande meetresultaten 15%, resp. 10%. Dat de terugkaatsing onder 45° iets gunstiger uitvalt dan onder 0°, kan men daaraan toeschrijven, dat het naar de lichtbron zelf teruggekaatste licht een grootere kans heeft zijdelings te ontwijken dan loodrecht op het reflectievlak. Gaan wij na, hoe groot bijv. bij een afstand b van 1,5 cm (dit is gelijk aan de straal van de buisvormige lamp, die gebruikt werd) het verlies bedraagt ten opzichte van het normale verloop der verlichtingssterkte, dan blijkt dit evenals bij spiegelende reflectie ongeveer 3% te zijn. Een plat diffuus reflecteerend vlak mag dus evenals een spiegel zonder meer worden aangebracht op een afstand, gelijk aan diens straal verwijderd van het oppervlak van een lichtbuis.

Diffuse terugkaatsing door een cylindrische holte

Zooals wij in het voorafgaande hebben gezien, zal een in de buurt van een buisvormige lamp aangebracht plat, wit vlak steeds een belangrijk gedeelte van het erop vallende licht weer vrij in de ruimte terugstralen. Maakt men echter gebruik van gekromde, witte oppervlakken, dan kan de situatie veel ongunstiger worden, daar het licht moeilijker de ruimte tusschen de lichtbuis en het haar omgevende, gekromde oppervlak kan verlaten. Als voorbeeld willen wij het geval beschouwen, dat de buis met een diameter d omgeven wordt door een concentrische, halve cylindermantel met een diameter D, die aan zijn binnenzijde wit is gemaakt.

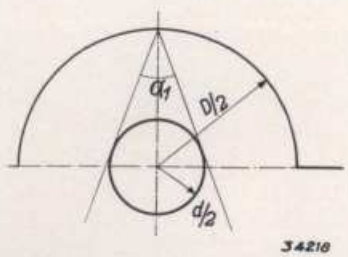


Fig. 11. Doorsnede van een lichtbuis met diameter d omgeven door een wijde, cirkelvormige cylinder met diameter D. Het diffuus gereflecteerde licht wordt slechts over een kleine hoek α_1 onderschept door de lichtbuis.

In *fig. 11* is de situatie geteekend voor het geval, dat de verhouding $D : d$ der diameters vrij groot is. De hoek α_1 (sin $\alpha_1/2 = d/D$), waaronder het diffuus teruggekaatste licht door de buisvormige lamp weer wordt afgeschermd, is derhalve klein. Het licht, dat binnen de hoek α_1 wordt teruggeworpen, zal door het oppervlak van de lichtbron

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

weer ten deele worden teruggekaatst en derhalve opnieuw bijdragen tot de lichtuitzending. De lichtstroom, die buiten α_1 valt, treft ten deele opnieuw de diffuus reflecteerende holte en draagt tenslotte toch nog bij tot de verlangde verlichting.

Maakt men de verhouding tusschen D en d slechts weinig grooter dan 1, dwz. de uitholling nauwer sluitende rondom het buisoppervlak, zooals in *fig. 12* is aangegeven, dan wordt de hoek α_2, waarover het gereflecteerde licht wordt onderschept, veel grooter dan α_1 in fig. 11. Slechts een uiterst klein gedeelte van de lichtstroom vanaf het diffuus reflecteerende, witte oppervlak zal dan nog rechtstreeks uit de nauwe opening naar buiten kunnen treden. In het grensgeval, dat de beide diameters gelijk aan elkaar zijn ($D = d$), zou van de helft van de totale lichtstroom, welke naar boven wordt uitgestraald, slechts dat gedeelte niet geheel verloren gaan voor de gewenschte verlichting, hetwelk weer door de glaswand heen terugkeert naar het inwendige van de buis.

Wordt de keuze van de diameter van de omgevende halve cylinder bepaald door de helderheid, die men wenscht, dat het geheel zal bezitten, dan dient men te weten, hoe men deze helderheid zou kunnen berekenen uit de gegeven helderheid van het buisoppervlak. Zooals reeds eerder in dit tijdschrift

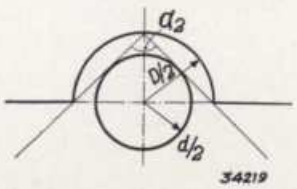


Fig. 12. Doorsnede van een lichtbuis met diameter d nauw omgeven door een cirkelvormige cylinder met diameter D. Het diffuus gereflecteerde licht wordt nu over een groote hoek α_2 onderschept door de lichtbuis.

werd uiteengezet [3]), kan men op voldoend kleine afstanden van lijnvormige lichtbronnen de lichtuitbreiding beschouwen als te geschieden over concentrische cylinders, zoodat de helderheid dan omgekeerd evenredig wordt met de afstand tot de as van de buis. Het licht, dat direct van de buisvormige lamp komende voor de eerste keer wordt teruggekaatst op het diffuus reflecteerende holle oppervlak, zou bij een reflectiecoëfficient 1 een helderheid leveren van d/D maal die, welke het buisoppervlak zelf levert. In werkelijkheid kunnen wij bijv. te maken hebben met een reflectiecoëfficient van 0,8, zoodat wij dan 0,8 d/D maal de helderheid van het buisoppervlak zouden krijgen. Hier staat dan echter tegenover, dat wij niet slechts moeten beschouwen het licht, dat éénmaal is teruggekaatst op het holle oppervlak, maar dat er sprake is van vele malen achter elkaar heen en weer kaatsen tusschen de verschillende gedeelten van het diffuus reflecteerende, holle oppervlak. Is de diameter daarvan groot ten opzichte van die der lichtbuis ($D \gg d$), dan vindt men bij terugkaatsing volgens Lambert, dat ongeveer 36% van het teruggeworpen licht weer opnieuw het holle oppervlak treffen, zoodat het ten tweede male teruggekaatste licht een helderheidsbijdrage levert, die $0{,}86 \times 0{,}36 = 0{,}29$ maal de oorspronkelijk berekende helderheid bedraagt. Door de successievelijke terugkaatsingen ontstaat dus een meetkundige reeks van helderheidsbijdragen met een reden van 0,29, zoodat uiteindelijk een helderheid wordt geleverd, die $0{,}8/(1-0{,}29) = 1{,}13$ maal de oorspronkelijk berekende helderheid bedraagt.

[3]) Philips techn. T. 4, 193, 1939.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

RÖNTGENOPNAMEN MET UITERST KORTE BELICHTINGSTIJD

door W. J. OOSTERKAMP.

621.386.8:778.33

Bij zeer kortstondige belasting van een röntgenbuis mag de specifieke focusbelasting aanzienlijk hooger zijn dan normaal. Hierdoor daalt de beschikbare hoeveelheid röntgenstraling betrekkelijk langzaam met de belastingstijd. De proeven, die in dit artikel worden beschreven, toonen aan, dat met een gewone röntgenbuis eenvoudige objecten nog gefotografeerd kunnen worden met belichtingstijden van de orde van een millioenste seconde.

Inleiding

Voor het maken van een röntgenopname is een bepaalde hoeveelheid röntgenstraling noodig, die afhangt van de aard van het op te nemen object. Nu is de verkregen hoeveelheid röntgenstraling — op een van de buisspanning afhankelijke evenredigheidsfactor na — gegeven door het product van drie grootheden: het oppervlak van het focus van de röntgenbuis, het per eenheid van dit oppervlak toegevoerde vermogen (de zg. specifieke focusbelasting W) en de belichtingstijd (τ).

Wanneer het te fotografeeren object beweegt, mag de belichtingstijd, ter beperking der door de beweging veroorzaakte onscherpte, een bepaalde waarde niet overschrijden. Bovendien hebben ook de twee andere genoemde factoren hun beperking: het focus mag niet te groot zijn, opdat een voldoende scherp schaduwbeeld kan worden verkregen, terwijl de specifieke focusbelasting begrensd wordt door de maximaal toe te laten temperatuurverhooging (T_m) van het anodemateriaal.

Aan de beschikbare hoeveelheid röntgenstraling is dus een grens gesteld. Nu hangt echter de toelaat-

Fig. 1. Röntgenopname van een hand, gemaakt met een normale röntgenbuis bij een belichtingstijd van $5 \cdot 10^{-6}$ sec. De beenderenstructuur is duidelijk zichtbaar.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

bare specifieke focusbelasting W_m af van de belastingstijd τ, volgens de vergelijking [1])

$$W_m = \frac{T_m \sqrt{\pi k c}}{2} \cdot \frac{1}{\sqrt{\tau}} \cdot \quad \ldots \quad (1)$$

Hierin is k het warmtegeleidingsvermogen en c de warmtecapaciteit per eenheid van volume van het anodemateriaal. Wanneer men dus steeds ten volle gebruik maakt van de toelaatbare focusbelasting, neemt de beschikbare röntgenenergie, die evenredig is met $W \cdot \tau$, niet evenredig met τ af, zooals men in eerste instantie verwacht zou hebben, maar slechts evenredig met $\sqrt{\tau}$.

Bij de tegenwoordige kwaliteit van het opnamemateriaal (films en versterkingsfolien) kunnen groote objecten, wier opname een aanzienlijke hoeveelheid straling vereischt, zooals bijv. een long, gefotografeerd worden met belichtingstijden van de orde van 1/100 sec. Gezien het feit, dat de beschikbare röntgenstraling volgens het bovenstaande slechts langzaam met afnemende belichtingstijd daalt, mag men verwachten, dat opnamen van eenvoudige objecten, die een veel kleinere hoeveelheid straling vragen, met buitengewoon korte belichtingstijden mogelijk zullen zijn.

Proeven, die door schrijver, tezamen met Dr. Bouwers, in deze richting genomen zijn, wezen uit, dat dit inderdaad het geval is. Als voorbeeld is in *fig. 1* een foto van een hand weergegeven, die opgenomen werd met behulp van een normale röntgenbuis met een belichtingstijd van enkele millioenste seconden. Dat de opname geenszins onderbelicht is, blijkt uit de goed zichtbare beenderenstructuur.

Beschrijving der proeven

De gebruikte röntgenbuis had een antikathode van wolfraam. Vult men de hiervoor geldende waarden

$$\begin{aligned} T_m &= 3400°, \\ k &= 1{,}6 \text{ watt/cm graad}, \\ c &= 2{,}7 \text{ Wsec/cm}^3 \text{ graad} \end{aligned}$$

in verg. (1) in, dan vindt men voor een belastingstijd $\tau = 10^{-6}$ sec een toelaatbare specifieke focusbelasting $W_m = 63$ kW/mm². Daar ongeveer 20% van de aan de buis toegevoerde energie niet in het focus, maar op andere plaatsen van de anode wordt gedissipeerd (tengevolge van secundaire electronenemissie), mag de specifieke buisbelasting een nog hoogere waarde hebben, nl. ongeveer 80 kW/mm².

Deze zeer kortstondige hooge belasting van de röntgenbuis kan worden verwezenlijkt door een geladen condensator over de buis te ontladen. De schakeling is in *fig. 2* geschetst. De snelheid van de ontlading, dwz. de belichtingstijd, en de buisbelasting kunnen ingesteld worden door geschikte waarden te kiezen voor de capaciteit van de condensator en de buisstroom. Men kan gemakkelijk uitrekenen, welke buisstroomsterkte vereischt is. Het focus van de röntgenbuis, die voor de proeven werd gebruikt, was 8 mm lang en 3 mm breed [2]). Hieruit volgt voor het geval $\tau = 10^{-6}$ sec voor de toelaatbare totale buisbelasting een waarde van $90 \cdot 24 =$ rond 2000 kW, dus bij een buisspanning van 100 kV een stroomsterkte van 20 A. Dergelijke groote emissiestroomen kan men verkrijgen door de verzadigingsemissie der gloeikathode tijdelijk te verhoogen door sterke oververhitting. Bij de proeven was de röntgenbuis voorzien van een gloeikathode, zooals die in de „Rotalix"-röntgenbuizen wordt gebruikt. De inrichting voor het focusseeren van de electronenstraal veroorzaakt bij deze uitvoering slechts een zwakke electrostatische afscherming van de gloeispiraal, zoodat de emissie reeds bij betrekkelijk lage spanningen haar verzadigingswaarde bereikt.

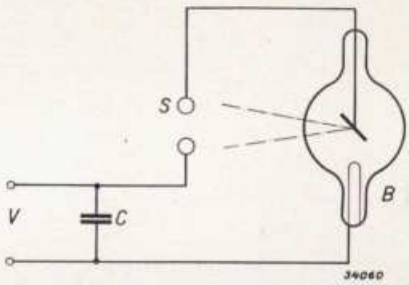


Fig. 2. Schakeling voor het opwekken van uiterst intensieve röntgenflitsen. De condensator C wordt door de hoogspanningsbron V geladen. Bij een bepaalde, instelbare waarde van de spanning wordt de vonkenbaan S tot doorslaan gebracht en ontlaadt zich de condensator zeer snel over de röntgenbuis B.

Bij normale opnamen bedraagt de buisstroom slechts ongeveer 400 mA. Bij de 50 maal zoo groote stroomsterkte in de hier beschreven proeven is een zekere verbreeding van het focus te verwachten tengevolge van de onderlinge afstooting der electronen in de electronenstraal. Dat deze verbreeding echter nog geen noemenswaardige invloed heeft,

[1]) A. Bouwers, Z. techn. Phys. **8**, 271, 1927. De formule is in dit tijdschrift reeds gebruikt bij de bespreking van de „Rotalix"-röntgenbuis, in het artikel van J. H. van der Tuuk, Philips techn. T. **3**, 296, 1938.

[2]) Voor de opname wordt een schuine projectie van een dergelijk „lijnfocus" gebruikt, waardoor de „helderheid" van de stralenbron aanzienlijk vergroot wordt. Dit is uitvoerig uiteengezet in: J. E. de Graaf en W. J. Oosterkamp, Een röntgenbuis voor het onderzoek van kristalstructuren, Philips techn. T. **3**, 263, 1938.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

moge uit *fig. 3* blijken, waar twee opnamen van het focus bij de twee genoemde stroomsterkten ter vergelijking naast elkaar zijn weergegeven.

a b

Fig. 3. Opnamen in natuurlijke grootte van het focus der röntgenbuis. De buis heeft een lijnfocus van 8 × 3 mm, dat hier gefotografeerd is onder een hoek van 15° met het anodeoppervlak. De opnamen zijn verkregen door de röntgenstraling door een diafragma van 0,5 mm diameter te doen treden.
a) Normale opname bij een buisstroomsterkte van 0,4 A.
b) Flitsopname; buisstroomsterkte 20 A; belichtingstijd 1 millioenste seconde.

In het bovenstaande hebben we steeds van een bepaalde belichtingstijd gesproken, die stilzwijgend gelijk was gesteld aan de belastingstijd. Bij het belasten van de röntgenbuis door een condensatorontlading daalt echter de belasting met de tijd, en er moet nader gepreciseerd worden, wat wij nu onder de belichtings- resp. de belastingstijd hebben te verstaan. De spanning aan de buis daalt, zoolang we ons nog in het verzadigingsgebied der emissie bevinden, lineair met de tijd. Aangezien de röntgenintensiteit evenredig is met een hooge macht van de buisspanning, kunnen we de opname practisch als geëindigd beschouwen, wanneer de spanning ongeveer tot $^3/_4$ van haar beginwaarde is gedaald (*fig. 4*). Voor de belastingstijd geldt iets dergelijks: daar de „staart" van de condensatorontlading veel minder tot de temperatuurverhooging van het focus bijdraagt en bovendien de warmte-afvoer naar de diepte van de anode zeer snel gebeurt tengevolge van de hooge temperatuurgradient, zal de temperatuur

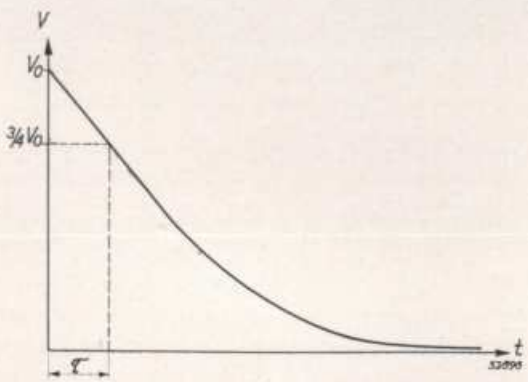


Fig. 4. Spanning V aan de buis als functie van de tijd, tijdens de ontlading van de condensator. Zoolang men zich in het verzadigingsgebied der gloeistroomemissie bevindt, daalt de spanning lineair, daarna ongeveer exponentieel. Als „effectieve belichtingstijd" τ kan die tijd worden beschouwd, waarin de spanning tot $^3/_4$ van haar beginwaarde V_0 daalt.

van het focus na afloop van een bepaalde tijd, die we de „effectieve belastingstijd" willen noemen, niet meer stijgen. Deze effectieve belastingstijd zal ongeveer even groot zijn als de hierboven ingevoerde „effectieve belichtingstijd". Men kan dus weer verg. (1) toepassen, mits men voor de specifieke focusbelasting een waarde neemt behoorende bij een gemiddelde waarde in het eerste stuk van het spanningsverloop fig. 4.

In fig. 1 is reeds een foto van een hand getoond, die met een dergelijke korte röntgenflits, als hier beschreven, werd opgenomen. Het spreekt vanzelf, dat het eigenlijke veld voor zulke bliksemopnamen zal liggen bij zeer snel bewegende objecten. In *fig. 5*

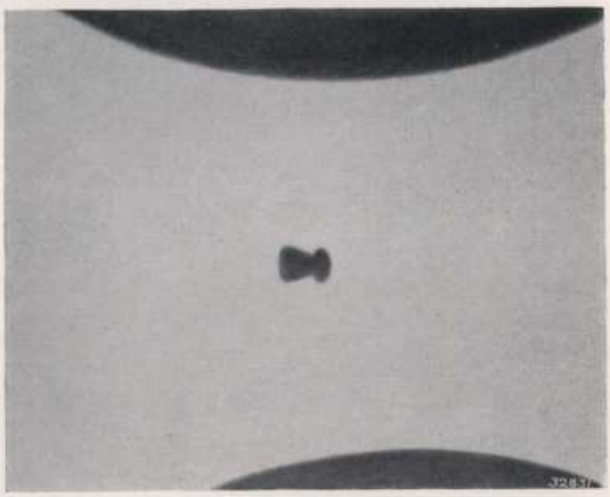


Fig. 5. Opname van een kogel, die tusschen de twee bollen van de vonkenbaan (*S* in fig. 2) door vliegt. De kogel had een snelheid van 200 m/sec, de belichtingstijd was $1{,}5 \cdot 10^{-6}$ sec. Verdere gegevens: Capaciteit van de condensator 0,01 μF, maximale spanning 100 kV, maximale stroom 20 A.

is bijv. een opname weergegeven van een voortvliegende geweerkogel, die op de hierboven beschreven wijze werd gefotografeerd. De kogel had een snelheid van 200 m/sec, de effectieve belichtingstijd bedroeg $1{,}5 \cdot 10^{-6}$ sec. Dit is kort genoeg, want de bewegingsonscherpte van 0,3 mm is dan nog kleiner dan de onscherpte, die de versterkingsfolien veroorzaken (0,4 mm). Om de belichting van de opname op het moment van het passeeren van de kogel te doen geschieden, wordt een vonkenbaan als hoogspanningsschakelaar gebruikt. De bollen zijn op een zoodanige afstand geplaatst, dat bij de spanning, waartoe de condensator wordt geladen, nog juist geen overslag plaatsgrijpt. Door een metalen voorwerp tusschen de bollen door te laten vallen, resp. de op te nemen geweerkogel tusschen de bollen door te schieten, wordt de vonkenbaan tot overslag gebracht en de condensator ontladen. Met de ontstane röntgenstraling wordt de vonkenbaan gefotografeerd, zoodat automatisch de kogel

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

op de opname komt. Na de opname, voor welke de nadere gegevens in het bijschrift van de figuur zijn vermeld, werd de anode onderzocht. Er werden geenerlei sporen van oververhitting gevonden [3]).

[3]) Van dezelfde doelstelling uitgaande, is door andere onderzoekers (Kingdon en Tanis, Phys. Rev. **53**, 128, 1938; Steenbeck, Wiss. Veröff. Siemenswerke **17**, 363, 1938) een geheel andere weg gekozen. Zij construeerden een speciale röntgenbuis, waarbij de anode uit een kwikplas bestond. In dit geval kan het focus willekeurig sterk oververhit worden, daar het oppervlak zich steeds herstelt. Bij de proeven van Steenbeck trad volgens zijn schatting in het focus een temperatuur van 100 000 °K op. De specifieke focusbelasting is echter, vergeleken met onze eigen proeven, niet in die mate hooger als men met het oog op het verschil in focustemperatuur zou verwachten. Door de veel slechtere warmtegeleiding van kwik — warmteconvectie treedt bij deze zeer korte belastingstijden nog niet op — is bij eenzelfde focusbelasting de temperatuurstijging bij kwik veel grooter dan bij wolfraam. Met de door ons toegepaste specifieke focusbelasting van 63 kW/mm² en een belastingstijd van 10^{-6} sec, waarbij het wolfraam ca. 3600 °K bereikte, zou een kwikanode reeds een temperatuur van 20 000 °K bereiken. Dit is al bijna van dezelfde orde van grootte als de door Steenbeck geschatte temperatuur der kwikanode bij zijn proeven. De totale verkrijgbare röntgenenergie wordt bij het gebruik van een kwikanode begrensd door het feit, dat de door de anode uitgestooten dampwolk doorslag veroorzaakt, waarbij de buisspanning sterk daalt. Hoe hooger men belast, des te eerder treedt de doorslag en daarmee het einde van het opwekken der röntgenstraling op. Overigens brengt deze dampwolk ook een vergrooting der focusafmetingen met zich mede, aangezien door de groote dichtheid van de damp hierin ook reeds in aanzienlijke mate röntgenstraling wordt opgewekt: het focus zweeft als het ware tijdens de belasting een eind weegs naar de kathode toe.

Ook cinematografische röntgenopnamen kunnen op deze wijze worden gemaakt. Als voorbeeld noemen we hier het fotografeeren van de tijdens het lasschen overgaande metaaldruppels [4]). Het aantal opnamen, dat hierbij per seconde gemaakt kan worden, wordt slechts begrensd door de laadtijd van de condensator. Eenige duizenden beelden per seconde zijn zeker te verkrijgen. Het focus heeft hierbij tusschen twee opeenvolgende belastingen nog ruimschoots voldoende tijd om af te koelen.

[4]) J. Sack, Philips techn. T. **1**, 26, 1936; **2**, 138, 1937; **4**, 9, 1939. De opnamen aldaar zijn echter met veel langere belichtingstijden gemaakt.

HET ONDERZOEK VAN SNEL VERANDERENDE MECHANISCHE SPANNINGEN MET DE KATHODESTRAALOSCILLOGRAAF

door S. L. de BRUIN.

621.317.755 : 620.178.5

Met behulp van een speciaal voor dit doel vervaardigd weerstandsstrookje, dat star wordt bevestigd op een constructie-onderdeel, worden de daarin door snel veranderende mechanische spanningen veroorzaakte vormveranderingen omgezet in electrische spanningsvariaties. Deze kunnen dan zichtbaar gemaakt worden door middel van een kathodestraaloscillograaf. De zeer gevoelige, draagbare kathodestraaloscillograaf GM 3152 kan op deze wijze gebruikt worden als snel reageerende indicator bij het bestudeeren van werktuigkundige problemen.

Mechanische spanningen, die optreden in materialen en onderdeelen van mechanische constructies, kan men onderzoeken door de daarmee gepaard gaande vormveranderingen te meten. Meestal zijn deze weliswaar slechts uitermate klein, maar zij kunnen toch goed onderzocht worden met speciaal hiervoor geconstrueerde instrumenten. Zulke instrumenten zijn echter in het algemeen te traag om er snel wisselende, kleine vervormingen mee te kunnen meten, zooals bijv. optreden bij trillingen in vakwerk-constructies, snel draaiende turbine-assen, vliegtuigvleugels, enz. Bovendien bevinden zich de constructiegedeelten, welke men wenscht te onderzoeken, dikwijls op slecht toegankelijke plaatsen, zoodat men het mechanische instrumentarium er niet zoo gemakkelijk aan kan brengen.

Een uitkomst biedt hier de mogelijkheid om de mechanische meting te vervangen door een electrische, waarbij men zonder meer kan profiteeren van de reeds ver ontwikkelde, electrische meettechniek; o.a. is het op deze wijze mogelijk, gebruik te maken van een kathodestraaloscillograaf [1]) als zeer gevoelig indicatie-instrument, dat practisch geen traagheid heeft.

Te dien einde is nu een eenvoudige methode uitgewerkt, volgens welke men de mechanische vormveranderingen in een constructie-onderdeel kan omzetten in electrische spanningsvariaties. Op de buitenste vezels van het te onderzoeken ge-

[1]) Bijv. de kathodestraaloscillograaf GM 3152, die beschreven is in Philips techn. T. **4**, 210, 1939 en waarvan het gebruik in dienst van de werktuigkunde werd behandeld in: Ingenieur **54**, W 29, 5 Mei 1939.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

deelte eener mechanische constructie plakt men een speciaal hiertoe vervaardigd weerstandsstrookje, welks electrische weerstand practisch lineair met de lengteverandering varieert. Door een electrische schakeling worden de weerstandsveranderingen omgezet in electrische spanningsvariaties, die men rechtstreeks op het scherm van een kathodestraaloscillograaf zichtbaar kan maken. Teneinde reproduceerbare uitkomsten te krijgen, is het van veel belang, dat men er voor zorgt, dat het weerstandsstrookje zoo star mogelijk is verbonden met de buitenste vezels van het constructie-onderdeel, dat men wil onderzoeken, zoodat men de zekerheid heeft, dat het strookje de snel wisselende verlengingen en verkortingen geheel meemaakt.

Het weerstandsstrookje

Het meetstrookje bestaat uit een reep buigzaam isolatiemateriaal (*fig. 1*), waarop men een lijn

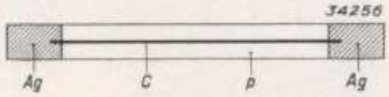


Fig. 1. Schets van een weerstandsstrookje, vervaardigd uit buigzaam isolatiemateriaal (*p*) en voorzien van geleidende uiteinden van zilver (*Ag*). *C* is de koollijn, wier weerstand bij het uitrekken of samendrukken verandert.

heeft geteekend met een suspensie van koolpoeder. De electrische weerstand dezer koollijn verandert, als wij het strookje uitrekken of samendrukken, aangezien daarbij het contact tusschen de kooldeeltjes onderling slechter, resp. beter wordt. Zooals men er reeds bij de koolpoedermicrofoon gebruikt van heeft gemaakt, dat de weerstand van een hoeveelheid koolpoeder afhangt van de druk, die er op wordt uitgeoefend, kunnen wij nu hier dit verschijnsel laten dienen als maat voor de vormveranderingen, die een mechanische constructie bij verschillende belastingstoestanden ondergaat. Reeds aan de hand van een zeer eenvoudig proefje kan men er zich van overtuigen, hoe gevoelig deze meetmethode wel is. Neemt men het meetstrookje op in een voldoend gevoelige weerstandsmeter, bijv. een meetbrug, en buigt men het dan met de koollijn naar de buitenzijde, zoodat die wordt uitgerekt, dan blijkt de weerstand inderdaad te zijn toegenomen ten opzichte van die in onvervormde toestand. Buigt men het strookje met de koollijn naar binnen toe, dan wordt de weerstand kleiner.

Het weerstandsstrookje wordt op de volgende wijze vervaardigd [2]). Op een strookje isolatiemateriaal van bijv. 0,3 mm dik, 50 mm lang en 8 mm breed wordt, zooals in fig. 1 is te zien, tusschen de uiteinden, die door een zilverhuidje

Fig. 2. Trekstaaf, waarop een weerstandsstrookje is bevestigd.

geleidend zijn gemaakt, met een trekpen een lijn van ongeveer 1 mm dik getrokken van zeer fijn verdeeld koolpoeder, dat gesuspendeerd is in een vloeibaar bindmiddel. Dit laat men daarna drogen door het te verwarmen. Men heeft dan een strookje verkregen met een weerstand van bijv. ongeveer 10 000 ohm. Naar behoefte kan men een koollijn van een andere weerstand teekenen.

Het weerstandsstrookje kan goed op het oppervlak van het te onderzoeken voorwerp, bijv. een trekstaaf (*fig. 2*), worden geplakt met behulp van een celluloidlijm. Naar gelang de temperatuur van het te onderzoeken voorwerp hooger of lager is, moet het opgeplakte strookje dan $^1/_2$ à 1 uur goed aangedrukt drogen. Aan de verzilverde uiteinden van het weerstandsstrookje worden daarna met een kit, die een goed geleidend metaal bevat,

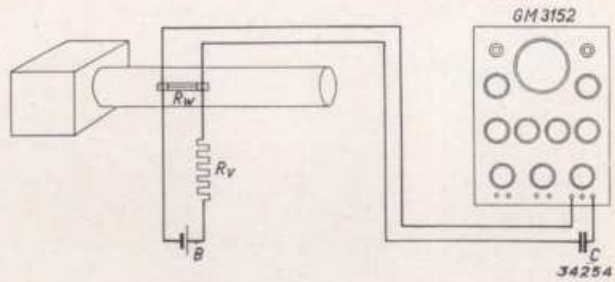


Fig. 3. Meetopstelling met de kathodestraaloscillograaf GM 3152. R_w is het weerstandsstrookje, R_v een vóórschakelweerstand, *B* een batterij en *C* een condensator, welke moet verhinderen, dat er gelijkstroom door de oscillograaf loopt.

de koperdraden verbonden, door middel waarvan het strookje in een electrische schakeling kan worden opgenomen. Tenslotte doet men goed, teneinde het opnemen van vocht uit de atmosfeer te vermijden, het weerstandsstrookje geheel te overdekken met celluloidlijm, alvorens het wordt gebruikt voor de metingen.

---

[2]) De benoodigdheden hiervoor dragen het typeno. GM 4470.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

Schakeling en gevoeligheid der meetopstelling

Men neemt nu het weerstandsstrookje, dat gepreparéerd is volgens de in het voorafgaande aangegeven wijze, in een electrische stroomkring op,

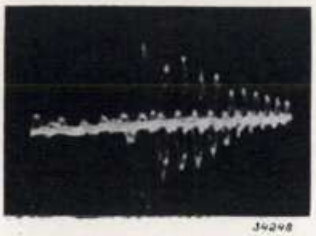


Fig. 4. Oscillogram van het verloop met de tijd van de mechanische spanning in de uiterste vezel van een aan één zijde ingeklemde staaf, die op een bepaald moment is aangeslagen en daarna uittrilt.

zooals is geteekend in het schema van *fig. 3*. Bij een voldoend groote vóórschakelweerstand R_v zijn dan de spanningsvariaties tusschen de klemmen van het meetstrookje R_w, waarmee de ingebouwde versterker van de kathodestraaloscillograaf, die een versterking van ongeveer 1500 maal geeft, parallel is geschakeld, in eerste instantie vrijwel evenredig met de weerstandsvariaties van het meetstrookje. Deze weerstandsvariaties zijn bij niet te groote vervormingen, bijv. ten hoogste 0,05%, ook ongeveer evenredig met de vormveranderingen en deze volgens de wet van Hooke op hun beurt weer met de hen veroorzakende, mechanische spanningen in het te onderzoeken materiaal. Derhalve krijgen wij als resultaat een uitwijking op het fluorescentiescherm der kathodestraalbuis te zien, die vrijwel evenredig is met de te meten mechanische trekspanning.

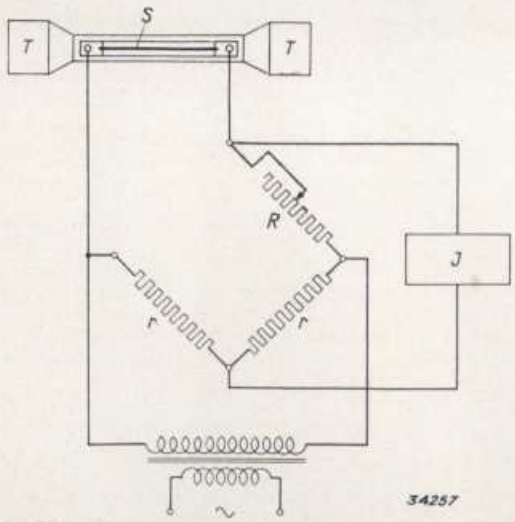


Fig. 5. Schakeling van een electrische meetbrug, waarmee het weerstandsstrookje kan worden geijkt. T trekstaaf, S weerstandsstrookje, R weerstandsbank, r vaste vergelijkingsweerstanden, J penthodeversterker met afstemkruis als indicatie-instrument.

Dank zij deze evenredigheid kan men op het fluorescentiescherm van de oscillograaf direct het verloop beoordeelen van het te onderzoeken trillingsverschijnsel. Als voorbeeld is in *fig. 4* een oscillogram weergegeven, dat het spanningsverloop met de tijd aangeeft voor een aan één zijde ingeklemde staaf, die op een bepaald oogenblik in trilling is gebracht en daarna vrij uittrilt.

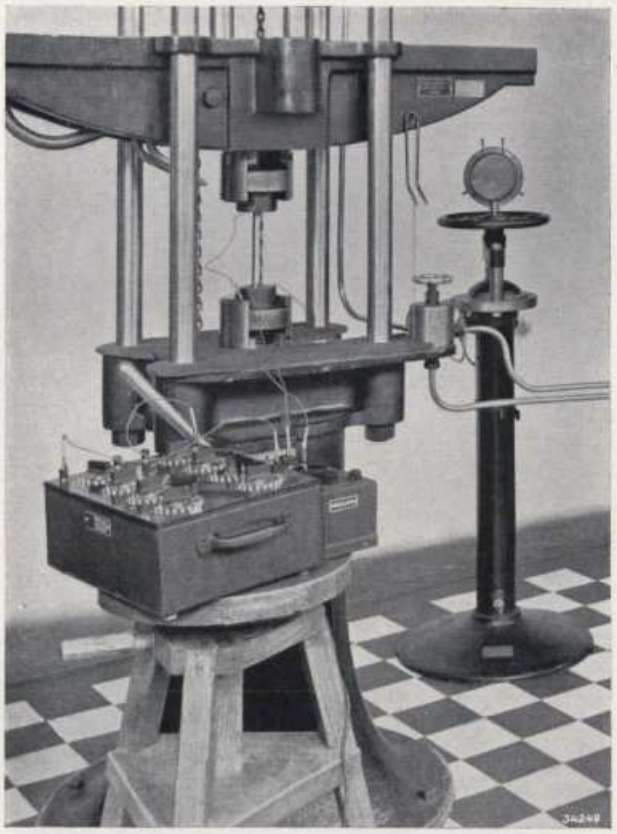


Fig. 6. Meetopstelling voor de ijking met behulp van een trekbank.

Wil men de mechanische vormveranderingen in een absolute maat meten, dan dient het verband tusschen weerstandsverandering en lengteverandering van het meetstrookje nog nader te worden vastgelegd door een ijking. Daartoe wordt een weerstandsstrookje bijv. op een trekstaaf (fig. 2) geplakt en opgenomen in een brugschakeling [3]) volgens *fig. 5*, waarna dan de trekstaaf kan worden gerekt in een trekbank (*fig. 6*).

Tusschen de specifieke weerstandsvariatie ϱ van het meetstrookje en de specifieke lengteverandering λ van de trekstaaf, die met de trekbank wordt gemeten, vindt men een zeer goed te reproduceeren [4])

[3]) Bijv. de „Philoscop", typeno. GM 4140, die behandeld werd in Philips techn. T. **2**, 270, 1937.

[4]) Hiertoe is het, zooals bij trekproeven gebruikelijk, noodig de staaf eerst te hebben vóórgerekt.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

verband van een aard, zooals wordt weergegeven door de krommen *I*, *II* en *III* van *fig.* 7, die met enkele proefobjecten werden bepaald. Hieruit ziet men, dat voor vervormingen λ van niet meer dan

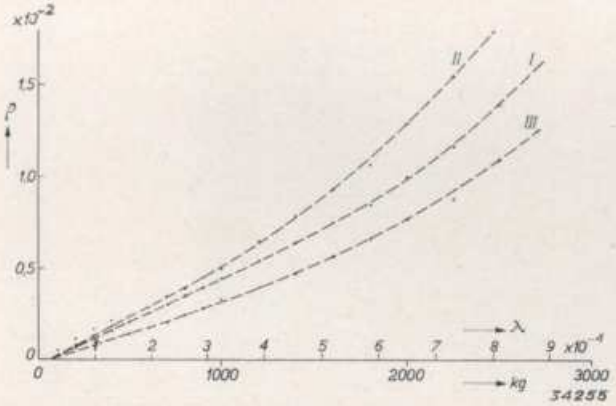


Fig. 7. Verband tusschen de specifieke weerstandsvariatie ϱ van de meetstrook en de belasting van de trekstaaf in kg, resp. de specifieke rek λ van deze trekstaaf.

0,03% het verband tusschen electrische weerstandsvariatie ϱ en mechanische spanning inderdaad practisch lineair is. In dit gebied heeft het quotiënt ϱ/λ een waarde van ongeveer 15. Bij grootere vormveranderingen blijkt de electrische weerstand sneller dan lineair met de rek toe te nemen.

Voor het ijken van het meetstrookje is het geenszins noodzakelijk, dat men de beschikking heeft over een trekbank, als men maar in staat is, op een of andere wijze een nauwkeurig te meten lengteverandering van het strookje teweeg te brengen.

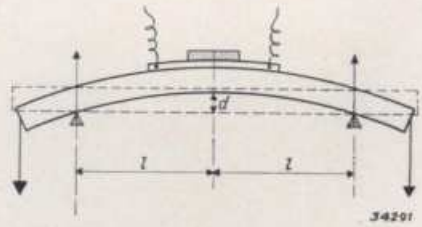


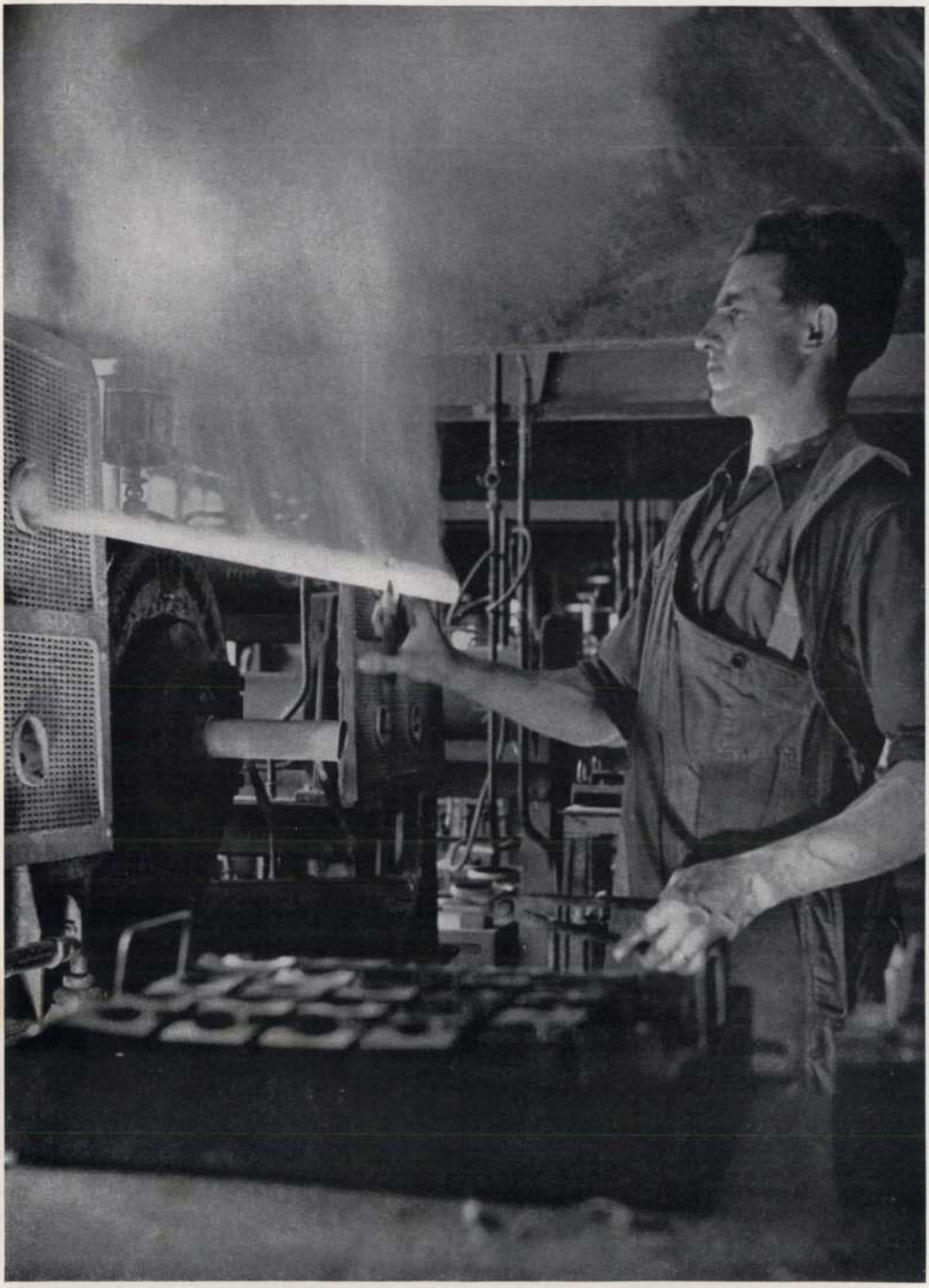
Fig. 8. Cirkelvormig gebogen proefstaafje, ondersteund in twee punten op een onderlinge afstand 2 l en met een doorbuiging d.

Om een strookje te onderzoeken, kan men dit bijv. ook plakken op een proefstaafje, dat volgens de in *fig.* 8 weergegeven wijze tusschen twee steunpunten op een onderlinge afstand $2l$ cirkelvormig wordt gebogen over een afstand d. De lengteveranderingen van de boven- resp. onderzijde van het staafje volgen uit de formules voor de cirkelvormige buiging. Op deze wijze kan men de specifieke lengteverandering van het staafje bepalen en nagaan, hoe de in een brugschakeling gemeten, specifieke weerstandsvariatie van het strookje daarmee samenhangt.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

WOLFRAAMBEWERKING



Een wolfraamstaaf wordt uit de gloeioven gehaald om in de daarnaast staande hamermachine te worden bewerkt.

Digitized in Helloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

OVERZICHT VAN RECENTE WETENSCHAPPELIJKE PUBLICATIES DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

1439: F. A. Kröger: Some optical properties of zinc silicate phosphors (Physica **6**, 764 - 778, Aug. 1939).

Zinksilicaat-fosforen en zinkberylliumsilicaatfosforen geactiveerd met mangaan zijn mengkristallen van zinksilicaat of zinkberylliumsilicaat met mangaansilicaat. Mengkristallen met 0 tot 50 molecuulprocenten mangaan zenden bij 25 °C en —180 C° twee emissiebanden uit met maxima bij 5200 en 6100 Å. De emissiebanden van zinksilicaat-mangaan-fosforen zijn afkomstig van electronensprongen in het tweewaardige mangaanion. De 0 tot 50% mengkristallen van zink- en mangaansilicaat absorbeeren licht in drie verschillende golflengtegebieden. Het eerste absorptiegebied bestaat ook bij zuiver zinksilicaat en moet worden beschouwd als een kristalabsorptie. Het tweede absorptiegebied treedt pas op, als er mangaan aanwezig is, maar heeft evenzoo de eigenschappen van een kristalabsorptie. In het derde absorptiegebied hebben wij met een bandensysteem te maken; iedere band correspondeert met een bepaalde electronenovergang in het ion Mn^{++}. Bij bestraling met licht uit elk dezer absorptiegebieden treedt luminescentie op in de voor het tweewaardige mangaanion karakteristieke emissiebanden. Bij bestraling met golflengten uit de beide gebieden der kristalabsorptie treden fosforescentie en fluorescentie naast elkaar op, doch bestraling met de mangaanabsorptiebanden levert slechts fluorescentie.

1440: F. A. Kröger: Fundamental absorption of ZnS-MnS and ZnS-CdS-MnS mixed crystals (Physica **6**, 779-784, Aug. 1939).

Zinksulfide bezit een fundamenteel absorptiegebied, waarvan de grens naar de zijde der lange golven toe bij ongeveer 3380 Å is gelegen. Wordt mangaansulfide in het rooster opgenomen, dan treedt een nieuwe absorptieband op met zijn kant bij 3650 Å. Deze band is gelijk aan de bij zuiver mangaansulfide gevonden fundamenteele absorptieband. Laat men cadmiumsulfide opnemen in zinkmangaansulfidefosforen, dan verschuift het fundamenteele absorptiegebied van het zinksulfide naar de roode zijde van het spectrum.

1441: J. L. Snoek: Magnetic after effects at higher inductions (Physica **6**, 797-805, Aug. 1939).

Voortgaande op de in **1339** en **1399** beschreven onderzoekingen over magnetische nawerkings-verschijnselen werd nu een praparaat van zuiver ijzer vervaardigd, waaraan men door zeer kleine hoeveelheden koolstof in homogene verdeeling toe te voegen een buitengewoon sterke magnetische nawerking kon waarnemen. De magnetische nawerking bij sterkere velden werd hieraan bestudeerd. Daar uit de onderzoekingen bij zwakke magneetvelden reeds volgde, dat hierbij niet de permeabiliteit en het magneetveld H zelf de fundamenteele grootheden waren, maar de reciproke permeabiliteit en de magnetische inductie B, werden alle experimenteele gegevens hierin omgerekend. De relatieve sterkte der nawerking begint bij $B = 6$ gauss af te nemen en is bij $B = 100$ gauss tot op ongeveer 10% van de oorspronkelijke sterkte gedaald. Dit volgt uit de krommen, die aangeven, hoe de reciproke permeabiliteit afhangt van de temperatuur en ook uit haar gedrag bij lage temperaturen en hooge inducties. Het is opmerkelijk, dat een ontmagnetisatie, waarbij de inductie hoogstens 100 gauss bedraagt, bij dezelfde temperaturen geen belangrijke verlaging der reciproke permeabiliteit tengevolge heeft. Hiervoor zijn veel hoogere inducties noodig, bijv. tot 10 000 gauss. De stof heeft de neiging om na het ontmagnetiseeren weer terug te keeren naar de oude magnetisatietoestand.

1442: H. Bruining and J. H. de Boer: Secondary electron emission, part IV. Compounds with a high capacity for secondary electron emission (Physica **6**, 823-833, Aug. 1939).

Een zuivere verbinding van een alkalimetaal heeft een grootere secundaire electronen-emissie dan het metaal zelf. Nader wordt gediscussieerd, dat de electronen, die aan de atomen van het electro-negatieve element zijn gebonden in de hoogste bezette energieband, de grootste kans hebben om als secundaire electronen te worden uitgezonden. Aangetoond wordt, dat het onmogelijk is, dat alle secundaire electronen afkomstig zouden zijn uit de metaalatomen binnen of op het oppervlak der verbinding. Deze metaalatomen leveren in eerste instantie de geleidingselectronen.

1443: H. Bruining and J. H. de Boer: Secondary electron emission, part V. The mechanism of secondary electron emission (Physica **6**, 834 - 839, Aug. 1939).

Aan de hand van een eenvoudig energieschema kan men gemakkelijk inzien, dat de verbindingen

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

van metalen met een lage ionisatie-energie, die bestaan uit ionen met afgesloten electronenschalen, een groote secundaire emissie kunnen leveren, terwijl de verbindingen van metalen met een hooge ionisatie-energie een relatief lage secundaire emissie moeten vertoonen.

1444: J. A. M. van Liempt en W. van Wijk: Het edelgasgehalte van in water opgeloste lucht (Chem. Wbl. **36**, 555, Aug. 1939).

In water opgeloste lucht heeft een ongeveer tweemaal zoo groot gehalte aan edelgassen als in de gewone atmosfeer aanwezig is.

1445: A. Claassen: Die maßanalytische und gewichtsanalytische Bestimmung von Zirkon und Hafnium, einzeln und auch nebeneinander, mit seleniger Säure (Z. anal. Chem. **117**, 252 - 261, Aug. 1939).

Verhit men zirconium- en hafniumoplossingen gedurende langere tijd met een overmaat selenig zuur, dan gaat het in het begin gevormde onoplosbare basische seleniet over in een gekristalliseerde verbinding van de samenstelling $Zr(SeO_3)_2$, resp. $Hf(SeO_3)_2$.

Daar deze verbindingen nauwkeurig de door de formule uitgedrukte samenstelling hebben, zijn zij bruikbaar voor de quantitatieve bepaling van zirconium en hafnium. Voor de maatanalytische bepaling wordt het neerslag opgelost in natriumfluoride en zwavelzuur en het ontstane selenig zuur jodometrisch bepaald. Bij zirconium verkrijgt men op deze wijze juiste resultaten, maar bij hafnium zijn deze 1,0 à 1,4% te hoog. Voor de gravimetrische bepaling wordt het neerslag bij 120 à 200 °C gedroogd en daarna gewogen. Daar zich meestal kleine hoeveelheden selenium afscheiden, worden de uitkomsten veelal iets te hoog. Door een bekende hoeveelheid van een mengsel van ZrO_2 en HfO_2 in het seleniet over te voeren en de selenigzuurrest maatanalytisch te bepalen, kan men het gehalte aan hafnium op ongeveer 1% nauwkeurig bepalen.

1447: H. C. Hamaker: Adsorption of jodine vapour by powders (Rec. Trav. chim. Pays-Bas **58**, 903-916, Juli-Aug. 1939).

Volgens een door J. H. de Boer ontwikkelde methode worden in vacuum uitgestookte poedermonsters blootgesteld aan jodiumdamp, welke wordt geadsorbeerd aan het poederoppervlak. De hoeveelheid, die geadsorbeerd is, wordt bepaald door een eenvoudige chemische titratie. De voorzorgen, die noodig zijn, benevens de reproduceerbaarheid dezer processen worden in finesses besproken. Oppervlakte-reacties en de invloed, die het malen in een kogelmolen heeft, kan men nagaan aan de hand van overeenkomstige veranderingen in de adsorptie.

1448: E. J. W. Verwey: Electronic conduction of magnetite (Fe_3O_4) and its transition point at low temperatures (Nature, London, **144**, 327 - 328, Aug. 1939).

De electronengeleiding werd bepaald voor verschillende ijzeroxyden van het Fe_3O_4-type. Dit is van theoretisch standpunt van belang, daar Fe_3O_4 1) een abnormaal goed geleidende halfgeleider is, 2) een opmerkelijke kristalstructuur bezit, waarin waarschijnlijk een statistische verdeeling bestaat tusschen twee- en driewaardige ijzerionen op gelijkwaardige roosterplaatsen, en 3) een overgangspunt schijnt te vertoonen in de buurt van 120 °K.

1449: J. D. Fast: Het ontstaan van twee jonge takken van de metallurgie als gevolg van de ontwikkeling van de gloeilampenindustrie (Metaalbewerking **6**, 116-120, 132-139, 145-150, 159-162, 174-176, 189-192 en 203-205, Juni-Sept. 1939).

Door de behoefte van de zich ontwikkelende gloeilampenindustrie om de bij zeer hooge temperatuur smeltende metalen in draadvorm te kunnen vervaardigen, zijn twee takken van metallurgie ontstaan. In dit overzichtsartikel worden de ontwikkelingsgeschiedenis en de belangrijkste toepassingen hiervan beschreven. Voor de inhoud kan in hoofdzaak worden verwezen naar Philips techn. T. **3**, 353, 1938 en **4**, 321, 1939.

1450: A. H. W. Aten jr.: Kunstmatig radio-actieve stoffen als indicator (Chem. Wbl. **36**, 607-609, Sept. 1939).

In deze voordracht voor het Nederl. Natuur- en Geneesk. Congres (April 1939) werd behandeld, hoe men door kleine hoeveelheden kunstmatig radio-actieve stoffen bijv. aan het voedsel of het bloed toe te voegen bepaalde atomen op hun levensweg kan volgen. Zoo kan men bijv. onderzoeken, hoe fosforhoudende stoffen zich over dierlijke organismen verdeelen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!